This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

Sci 1085.57

Harvard College Library

FROM THE BEQUEST OF

DANIEL TREADWELL

Rumford Professor and Lecturer on the Application
of Science to the Useful Arts
1834–1845

SCIENCE CENTER LIBRARY

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1908

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Sechster Jahrgang

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Sci 1085.57

HARVARD COLLEGE
NOV 2 1912
LIBRARY
Treadwell fund

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1908

Zehnter Jahrgang

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Inhalt*).

	Seite	
Edgar Meyer und Erich Regener. Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums		1
J. Stark. Bemerkung zu Herrn Kaufmanns Antwort auf einen Einwand von Herrn Planck	18	14
Adolf Paalzow†	17, 449	451
H. Rubens und Erich Ladenburg. Über die lichtelektrische Erscheinung an dünnen Goldblättchen	18	
A. Stock. Poröse Materialien als Ersatz von Hähnen beim Arbeiten mit Gasen	18	19
H. Barkhausen. Das Problem der Schwingungserzeugung	18	
Paul Asteroth. Der Einfluß der thermischen und mechanischen Vorgeschichte auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hysterese Heuslerscher Legierungen	18	21
H. Erfle. Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe	18	35
A. Byk. Zur Berechnung photochemischer Reaktionen	33	67
J. Franck und R. Pohl. Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen	33	117
Erich Marx. Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen	33	137
— — Zur Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit der Herren Franck und Pohl	33	157
Br. Glatzel. Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen	85	54
— — Nachtrag dazu		242
Erich Regener. Über Zählung der α-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums	86, 115	78
E. Gehrcke und O. Reichenheim. Anodenstrahlen. Fünfte Mitteilung	85	217
H. G. Möller. Zur Theorie der Überspannungen	85	
Karl Scheel und Rudolf Schmidt. Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums	85, 622	207

*) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

	Seite	
Wilhelm Felgentraeger. Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel	86	87
O. v. Baeyer. Über langsame Kathodenstrahlen	86, 301	96
W. Kaufmann. Erwiderung an Herrn Stark	86	91
R. Börnstein. Pilotbeobachtungen für meteorologische Zwecke	115	228
H. Rubens und Erich Ladenburg. Das Reflexionsvermögen des Wassers	115	226
F. Grünbaum. Die räumliche Kontrastwirkung der Farben	115	234
Paul Nordmeyer. Die spezifische Wärme einiger Elemente und Salze zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur	116	202
Heinrich Fassbender. Magnetische Messungen an Mangan-Zinn- und Mangan-Antimonlegierungen mit Beschreibung eines verbesserten Magnetoskops	116	256
Kurt Herrmann. Die Brechung und Dispersion des Heliums	244	211
H. Starke. Einige Versuche über die Sekundärstrahlen des Radiums	243	267
— — Akustische Notizen. I. Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen. II. Zur Erklärung der sogenannten Reflexionstöne	243	285
G. Leithäuser und E. Warburg. Über die Analyse der Stickoxyde mit Hilfe ihrer Absorptionsspektren im Ultrarot	243	
— — und R. Pohl. Über den Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf	243	249
W. Kaufmann. Bunsenklemme	244	
H. Diesselhorst. Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen	244	306
Adolf Heydweiller. Über die Oberflächenspannung verdünnter wässeriger Salzlösungen	244	245
Hans Boas. Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Br. Glatzel: „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen“	244	298
Br. Glatzel. Anordnung zur Demonstration der Eigenschaften elektrischer Strahlen unter Benutzung der Quecksilberfunkenstrecke	301	
E. Lampe. Über zwei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern	301	303
Eilhard Wiedemann. Über das Al Bêrûnische Gefäß zur spezifischen Gewichtsbestimmung	301	339
Walther Wolff†	315	
A. Koepsel. Ein neues Verfahren zur Übertragung von Bewegungen geringer Energie	317	395
H. Kreusler. Über reines Eisen	317	344
Erich Regener. Beobachtung szintillierender Fluoreszenz, hervorgerufen durch β-Strahlen.	317	351
O. v. Baeyer. Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern	318	357
H. Erfle. Anzahl der quasielastisch gebundenen Elektronen im Heliumatom	318	331
O. Lehmann. Flüssige Kristalle, Myelinformen und Muskelkraft	318	321

Seite

H. du Bois und G. J. Elias. Der Einfluß von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren 355 429
F. Kiebitz. Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme 355 386
C. Fischer. Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen 355 396
E. Gumlich. Über die magnetischen Eigenschaften einer von Herrn Dr. Kreusler hergestellten Probe reinen Eisens . . 355 371
E. Gerland. Zur Geschichte der Magnetisierung von Kompaßnadeln mit Hilfe von natürlichen Magneten 356 377
E. Barkow und E. Pringal. Bemerkungen zu der Replik der Herren Leithäuser und Pohl 356
F. Kühnen und Ph. Furtwängler. Erwiderung auf den Vortrag des Herrn W. Felgentraeger: Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel 394 399
Erich Marx. Nachtrag zu meiner Arbeit: Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen 394 401
E. Regener. Die Otto von Guerickeschen Originalapparate . . 393
H. Diesselhorst. Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme 393, 450 546
Felix Jentzsch. Über die Elektronenemission glühender Metalloxyde 393 408
Wilhelm Westphal. Potentialmessungen an glühenden Oxydkathoden 393 401
O. Lehmann. Künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden 394 406
Wilh. Felgentraeger. Bemerkungen zu der Erwiderung der Herren F. Kühnen und Ph. Furtwängler auf meinen Vortrag vom 7. Februar 1908 . . . . . 394 418
G. Leithäuser und R. Pohl. Nachtrag zu unserer Arbeit: Über den Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf 394 420
Erich Ladenburg u. Karl Markau. Über die Anfangsgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen 394, 621 562
M. Thiesen. Die Zustandsgleichung der Metalle 422 410
— — Bemerkungen zu vorstehendem Aufsatz 422 415
— — Berichtigung dazu 832 604
Erich Ladenburg† 421
Br. Glatzel. Das Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke bei verschiedenen Entladespannungen und Koppelungen 421 464
E. Jacobs. Das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe . 421 473
O. v. Baeyer u. E. Gehrcke. Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern 422 423
Ernst Hochheim. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Helium 422 446
F. Schön. Erwiderung auf Herrn Erfles Abhandlung: „Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe“ 422 434
Kurt Herrmann. Nachtrag zu der Arbeit über die Brechung und Dispersion des Heliums 422 476

	Seite	
H. Rubens. Gedächtnisrede auf A. Paalzow	449	451
Rudolf Ladenburg. Über die Absorption des Lichtes in leuchtendem Wasserstoff	449	550
Adolf Korpsel. Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen	449	814
Max v. Wogau. Über die Berechnung der Diffusionskonstanten von Nichtelektrolyten in flüssiger Lösung	449	542
K. v. Wesendonk. Bemerkungen zu der Erklärung der kritischen Opaleszenzerscheinungen aus der kinetischen Gastheorie	450	483
P. Gruner. Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elektronentheorie der Metalle	450	509
J. Franck und R. Pohl. Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. II. Mitteilung	450	489
Albert Wigand. Die elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Schwefels	450	495
K. Kilchling und J. Koenigsberger. Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern der Substanz	832	537
H. Görges und H. Rubens. Begriffsbestimmung für Potential, Potentialdifferenz, elektromotorische Kraft, Spannung, Spannungsdifferenz		578
J. Teichmüller und M. Wien. Leitfähigkeit und Leitwert		581
Karl Scheel und R. Luther. Der Wert des mechanischen Wärmeäquivalents		584
Heinrich Erfle. Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Fr. Schön: „Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen“	832	591
Erich Marx. Antwort auf die zweite Mitteilung der Herren Franck und Pohl, betreffend die Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen	832	597
A. Wehnelt und F. Jentzsch. Über die bei der Elektronenemission glühender Körper auftretenden Temperaturänderungen	832	605
G. Quincke. Flüssige Metalle, Myelinformen und künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden	832	615
Erich Marx. Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung	619	627
A. Korn. Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie	619	
Paul Liesegang. Konstruktionstypen des Kinematographen	619	630
A. L. Bernoulli. Atomzerfall und Serienspektren	619	636
Edgar Meyer. Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat	619	643
G. Berndt. Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen	620	662
Wiessner. Beitrag zur Bestimmung der Bahn des Lichtes	620	
A. Bestelmeyer. Demonstration eines Luftdruckvariometers zur Messung der Vertikalgeschwindigkeit im Luftballon	620	

	Seite	
Herm. Th. Simon. Über neuere Methoden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen und Bedeutung derselben für die drahtlose Telegraphie	620	
H. Lehmann. Über die ultraroten Spektra und noch nicht beobachteten Serienlinien von 20 Metallen	620	
— — Über einen neuen Schirm mit metallischer Oberfläche zur Projektion farbiger und lichtschwacher Bilder	620	
Fr. Klingelfuss. Neuerungen an Induktorien, insbesondere für Strom- und Spannungsmessungen	620	
— — Über ein neues Verfahren zur kontinuierlichen Ablesung der Härte einer Röntgenröhre	620	
— — Über ein neues Meßverfahren zur Dosierung der Röntgenstrahlen mittels Strom- und Spannungsmessungen an der gedämpften Welle	620	
R. Gans. Etalon für die magnetische Feldstärke	620	
J. Drecker. Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur	620	667
F. Löwe. Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube	620	671
F. Henning und L. Holborn. Der Sättigungsdruck des Wasserdampfes zwischen 50 und 200° C	620	
Heinrich Willy Schmidt und Paul Cermak. Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen	621	675
A. H. Bucherer. Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie	621	688
J. Classen. Eine Neubestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen	621	700
W. Wien. Über positive Strahlen	621	705
H. Rubens. Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen	621	710
J. Stark. Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese	621	713
Rudolf Ladenburg und Stanislaw Loria. Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs	621	858
Mathias Cantor. Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes	621	726
O. v. Baeyer. Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen	621	953
Chr. Füchtbauer. Versuche über die Sekundärstrahlen, die von sehr langsamen Kathodenstrahlen ausgehen	622	
Max Planck. Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik	622	728
O. v. Baeyer. Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke	622	733
Cl. Schaefer. Beugung elektromagnetischer Wellen an zylindrischen Hindernissen	622	
P. Debye. Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens	622	741

		Seite
G. F. C. Searle. Über elektrische Untersuchungen	622	
P. Zeeman. Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne	622	750
M. Laue. Über das Additionstheorem der Entropie	622	
Chr. Fredenhagen. Temperaturstrahlung und Reaktionsstrahlung und ihre Bedeutung für die Spektroskopie und Photochemie	622	
Georg Meyer. Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede	622	753
Karl T. Fischer. Fixpunkte für tiefe Temperaturen	622	
W. Voigt. Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling)	622	757
W. Felgentraeger. Die Verzeichnungsfehler von Mikroskopobjektiven	622	
P. Nordmeyer. Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken	623	763
Karl Scheel und Wilhelm Heuse. Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke	623	785
W. König. Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen	623	794
O. Wiener. Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen	623	
H. Minkowski. Raum und Zeit	623	
G. Hamel. Über die Grundlagen der Mechanik	623	
E. Timerding. Die historische Entwickelung des Kraftbegriffes	623	
P. Stäckel. Ausgezeichnete Kreiselbewegungen	623	
R. v. Mises. Probleme der technischen Hydromechanik	623	
H. Reissner. Wissenschaftliche Probleme der Flugtechnik	624	
F. S. Archenhold. Über eine mit dem großen Treptower Fernrohr beobachtete Veränderung der Mondoberfläche	624	
Hänel. Die Vergrößerung der Gestirne am Horizont	624	
Ernst Stephani. Bahnen der Sonnenflecke 1906 und 1907	624	
J. F. H. Schulz. Die Sonnenflecke als Abkühlungsprodukte eruptiver Protuberanzen	624	
A. Korn. Neue Resultate der Teleautographie	624	
Corsepius. Die Fehlerquellen des Ulbrichtschen Kugelphotometers und ihre Vermeidung mit Berücksichtigung einer neuen Anordnung für hemisphärische Messung	624	
J. Stark. Spektrale Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Körper	624	
Rud. Fabinyi. Beiträge zur Frage über Eigenschaftsänderungen des Chlors	625	
F. Cohen. Neues über die Zinnpest: die Museumskrankheit	625	
H. Strache. Die Erklärung des periodischen Systems der Elemente mit Hilfe der Elektronentheorie	625	798
A. Remelé. Über chemisch wirkende elektrische Strahlungen	625	804
W. Krebs. Das meteorologische Jahr 1907/1908	625	
— — Vulkanismus im Planetensystem	625	

Seite

W. Krebs. Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres 625
— — Das Bild der Erde in Mondentfernung 625
P. Polis. Bedeutung der drahtlosen Telegraphie für die moderne Witterungskunde 625
— — Wanderung der Tiefdruckgebiete über den Atlantischen Ozean 625
Ernst Stephani. Sonnenflecke. Störungen der Magnetnadel und Witterung 625
H. Wehner. Das Innere der Erde und der Planeten 626
E. van Everdingen. Über die Ermittelung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung 626 808
W. Krebs. Demonstration von Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer Bishopschen Aureole 626
— — Demonstrationen einiger Vereinfachungen des meteorologischen Instrumentariums 626
F. S. Archenhold. Stereoskopische Aufnahmen von dunklen Blitzen 626
Eckart. Über die Änderung des Klimas in der geologischen Vergangenheit und der historischen Gegenwart 626
A. Wülfing. Demonstration an großen Kaleidoskopen und anderen neuen Vorlesungsapparaten zur Erläuterung der kristallographischen Symmetrie 626
Edgar Meyer. Notiz über ein einfaches Phosphoroskop 832 658
Josef Rosenthal. Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken 832 828
A. Wüllner† 831
E. Bollé. Über eine selbstregulierende Bogenlampe von großer Intensität mit horizontal rotierender positiver Kohle . . . 831 833
E. Aschkinass. Wirkungsbereich und Absorption der α-Strahlen 831
M. Laue. Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip 832 838
Richard Thöldte. Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen 832 845
G. Costanzo. Über die Natriumemanation 832 854
I. Traube. Der Haftdruck. Beitrag zur Theorie der Lösungen . 867 880
F. Dolezalek. Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen 867
E. Gerland. Bemerkung zu E. Jacobs' das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe behandelnder Mitteilung 867 877
G. J. Elias. Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation 867 869
Franz Kiebitz. Gerichtete drahtlose Telegraphie 932 934
James Moser† 933
H. Rubens und Erich Ladenburg. Über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wassers 933
H. Rubens. Über Apparate zur Untersuchung des ultraroten Spektrums 933
G. Bode. Vorlesungsversuche 933
Robert Fürstenau. Über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur 933 96

Seite

Erich Lehmann. Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums 945
O. Hahn. Über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung des Aktiniums 945
O. Reichenheim. Über die Fluoreszenzfarben von Glas und Quarz unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen 945
Edgar Meyer. Zur Deutung der Versuche des Herrn Cantor . 945 980
M. Thiesen. Über die spezifische Wärme fester Körper 945 947
R. Lindemann. Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen 945

80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln 1908 619
Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen 578
Preisausschreiben der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft . . 830

Geschäftliches 315, 931
Wahlen des Vorstandes, des Beirats und des Wissenschaftlichen Ausschusses 316, 831
Vermögensbilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Dezember 1907 319
Gewinn- und Verlustkonto am 31. Dezember 1907 320

Aufnahme von Mitgliedern 18, 33, 34, 86, 116, 244, 302, 318, 356, 394, 422, 868, 932, 933, 946
Mitgliederliste 983

Alphabetisches Namenregister 995

Jahrg. 6 *Heft 1*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** Edgar Meyer und Erich Regener, Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums. Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.) S. 1. — J. Stark, Bemerkung zu Herrn Kaufmanns Antwort auf einen Einwand von Herrn Planck. (Vorgelegt in der Sitzung vom 10. Januar 1908.) S. 14. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 1. — II. Akustik. S. 4. — III. Physikalische Chemie. S. 4. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 7. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 11. — VI. Wärme. S. 13. — VII. Kosmische Physik. S. 15.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Wissenschaftliche Luftfahrten.

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Baschin, W. von Bezold, R. Börnstein, H. Gross, V. Kremser, H. Stade* und *R. Süring* herausgegeben von **Richard Assmann** und **Arthur Berson.** In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabellen und Tafeln graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern und Textabbildungen. gr. 4°. Preis *M* 100.—; **herabgesetzter Preis *M* 60.—.**

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwissenschaftlichen Welt mit Spannung erwartete große Berichtswerk über die im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts mit großen Mitteln neu aufgenommenen Forschungen in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle **Meteorologen, Physiker, Astronomen, Geodäten usw., ja fast für die ganzen Naturwissenschaften** wegen des darin niedergelegten wertvollen Materials für die Physik der Atmosphäre von der höchsten Bedeutung und kann als ein *„standard work"* bezeichnet werden, wie es bisher noch nicht existiert, sowohl was die Zahl und Sicherheit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode der Bearbeitung der Ergebnisse anlangt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 15. Januar 1908. Nr. 1.

Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums;

von Edgar Meyer und Erich Regener.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)

(Vgl. diese Verh. 9, 739, 1907.)

§ 1. In einer Abhandlung „Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung“ hat Herr E. v. SCHWEIDLER [1]) die Gesetze der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf den radioaktiven Zerfall angewandt. Es ergibt sich, daß das bekannte Exponentialgesetz für den Zerfall einer (einheitlichen) radioaktiven Substanz: $n = Ne^{-\lambda t}$ (n = Anzahl Atome zur Zeit t, N diejenige zur Zeit 0, λ Abklingungskonstante) streng nur dann erfüllt sein kann, wenn N eine sehr große Zahl ist. Ist die Zahl N der Atome, deren Zerfall man beobachtet, nicht sehr groß, so zerfallen in einer gewissen Zeit nicht immer gleichviel Atome, sondern bald mehr, bald weniger, so daß die Aktivität eines Präparates Schwankungen unterworfen sein wird. Herr v. SCHWEIDLER findet, indem

[1]) E. v. SCHWEIDLER: Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung. Premier Congrès international pour l'étude de la radiologie et de l'ionisation, Liége 1905.

er für die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmtes Atom in der Zeit δ zerfällt, $1 - e^{-\lambda\delta}$, für diejenige, daß es nicht zerfällt, $e^{-\lambda\delta}$ einsetzt, daß die Schwankungen nach dem Fehlergesetz verteilt sind. Die Größe der Schwankungen in einer gewissen Zeit steht im Zusammenhange mit der Zahl der Atome, die im Mittel in dieser Zeit zerfallen, und zwar ist nach Herrn v. SCHWEIDLER $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$, d. h. die mittlere Schwankung (ausgedrückt in Bruchteilen des Normalwertes) ist nur abhängig von der Zahl Z, der Anzahl von Atomen, die bei strenger Gültigkeit des Gesetzes $n = Ne^{-\lambda t}$ innerhalb der Zeit δ zur Umwandlung gelangen würden, und zwar gleich der reziproken Wurzel aus dieser Zahl.

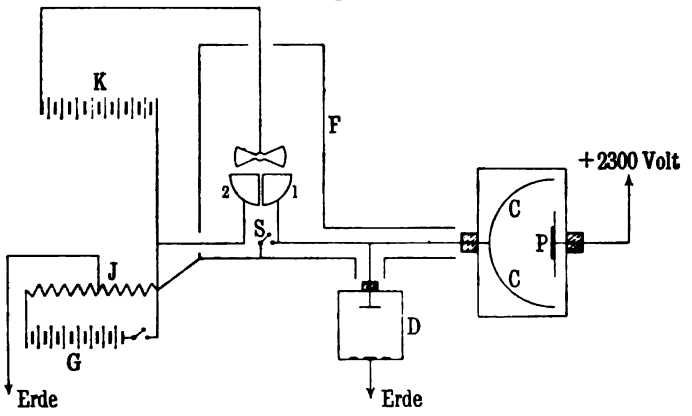
§ 2. Dieses Gesetz hat Herr K. W. FRITZ KOHLRAUSCH [1]) zuerst einer experimentellen Prüfung unterzogen. Zwei Messingkästen waren mit den Enden einer Akkumulatorenbatterie verbunden, deren Mitte geerdet war. Auf den Böden der Kästen befanden sich zwei nahezu gleich starke Poloniumpräparate. In die Kästen ragten Elektroden hinein, die untereinander und mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekelektrometers verbunden waren. Da die Poloniumpräparate nicht gleich stark waren, zeigte das Elektrometer langsame Aufladung an. Die Aufladung, die das Elektrometer in einer Minute erfuhr, war nun bei verschiedenen Beobachtungen ganz verschieden, damit Schwankungen der Strahlung der Poloniumpräparate in den Messingkästen anzeigend. Aus einer größeren Anzahl von Beobachtungen rechnet Herr KOHLRAUSCH die mittlere Abweichung nach der bekannten Formel $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\Delta^2}{n-1}}$ aus. Herr KOHLRAUSCH zeigt, daß diese Abweichungen und damit die mittlere Schwankung der Strahlung der Poloniumpräparate von der an die Messingkästen angelegten Spannung in der Weise abhängig ist, daß die Schwankungen am kleinsten ausfallen bei der kleinsten an die Kästen angelegten Spannung, um bei höheren Spannungen einem Grenzwerte zuzustreben. Das Aussehen der Kurve, die die Abhängigkeit der Schwankungen von der Spannung wiedergibt, ist also das

[1]) K. W. FRITZ KOHLRAUSCH, Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung. Wien. Ber. 115 [2a], 673, 1906.

gleiche, welches die Abhängigkeit des durch die Kästen fließenden Stromes von der Spannung zeigt. Einen Vergleich der beobachteten Schwankungen mit den nach der Theorie des Herrn v. SCHWEIDLER berechneten lassen die Beobachtungen des Herrn KOHLRAUSCH nur in beschränktem Maße zu, da aus den Beobachtungen nur ein Wert zum Vergleich herangezogen werden kann, nämlich der bei Sättigungsstrom. Um nun die SCHWEIDLERsche Beziehung allgemein zu prüfen, wurden die folgenden Versuche unternommen. Die Verfasser konnten mit Hilfe einer empfindlichen Versuchsanordnung die Schwankungen leicht nachweisen und die Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ durch Variieren von Z bestätigen. Auch wurde der Einfluß der Versuchsbedingungen auf die Schwankungen untersucht.

§ 3. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Das Poloniumpräparat, an dem die Schwankungen untersucht wurden, war ein Niederschlag auf einer Kupfer-

Fig. 1.



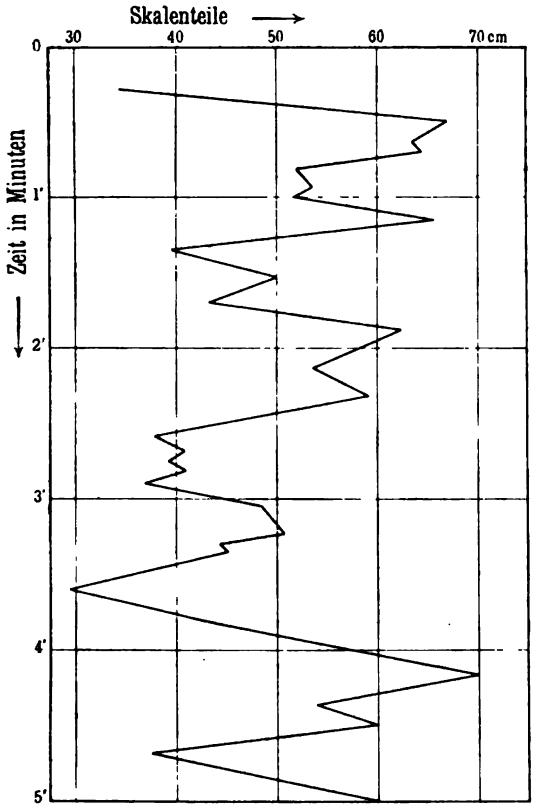
platte von 4 cm Durchmesser (P, Fig. 1, rechts). Die von demselben ausgehenden α-Strahlen haben in Luft eine Reichweite von ungefähr 4 cm, d. h. sie sind in einer Entfernung von 4 cm vollständig absorbiert. Um die durch die Absorption der Strahlen hervorgerufene Ionisation vollständig zur Messung zu bringen, befand sich der Poloniumplatte P gegenüber die Elektrode $C\,C$ in Form einer Halbkugel. Der Durchmesser der Halbkugel betrug

13 cm, so daß die Entfernung der Halbkugel von der Poloniumplatte überall größer als 4 cm, die Reichweite der α-Strahlen, war. Dadurch wurde auch erreicht, daß Schwankungen von Druck und Temperatur, die die Reichweite der α-Strahlen verändern, ohne Einfluß auf den mit dieser Anordnung gemessenen Ionisationsstrom blieben. Die Messungen wurden immer bei Sättigungsstrom angestellt. Um diesen herzustellen, genügte es, an die Poloniumplatte P 2300 Volt, die einer Hochspannungsbatterie entnommen wurden, anzulegen. Der durch die Poloniumzelle fließende Strom selbst wurde in der Weise gemessen, daß die Elektrode CC durch einen großen Widerstand mit der Erde verbunden wurde und das Potential bestimmt wurde, das sich an dem nicht geerdeten Ende des Widerstandes ausbildete. Als großer Widerstand wurde nach Bronson[1]) eine ionisierte Luftstrecke benutzt und zwar diente dazu die Messingbüchse D, auf deren Boden Poloniumpräparate ausgebreitet waren. Dieser „Bronsonwiderstand" verhielt sich, wie durch Aufnahme der Sättigungsstromkurve festgestellt werden konnte, innerhalb der Spannungen, bei denen er bei diesen Versuchen gebraucht wurde, als „Ohmscher" Widerstand, so daß die Ströme proportional den Spannungen an dem nicht geerdeten Ende des Bronsonwiderstandes waren. Dieses letztere war verbunden mit dem Quadranten 1 des Dolezalekelektrometers F. Um nun Änderungen des Stromes und mithin des Potentiales des Quadranten 1 genau messen zu können, wurde eine Kompensationsmethode gebraucht. Mit Hilfe der Akkumulatorenbatterie G und des Abzweigwiderstandes J wurde dem Quadrantenpaare 2 des Dolezalekelektrometers ein mit dem Quadranten 1 gleich hohes Potential zur Kompensation erteilt. Es konnte dann ein Elektrometer von hoher Empfindlichkeit gebraucht werden. War z. B. die Empfindlichkeit des Elektrometers 2000 mm pro 1 Volt und war die Kompensationsspannung 50 Volt, so entsprach ein Ausschlag des Elektrometers von 1 mm einer Änderung der Spannung des Quadranten 1, mithin des Stromes um $\frac{1}{2000 \cdot 50} = 0{,}001$ Proz. Um die Empfindlichkeit des Elektrometers nicht dadurch herabzusetzen, daß das Potential der Quadranten gegen die Nadelladung

[1]) Bronson, Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

in Betracht kam, wurde das Elektrometergehäuse sowie der zweite Pol der Batterie K, die die Nadel auflud, auf das Potential der Kompensationsspannung aufgeladen. Bei der Einstellung der Kompensationsspannung blieb dann der Schlüssel S zunächst geschlossen. Beim vorsichtigen Öffnen zeigte es sich dann, ob die Kompensationsspannung zu hoch oder zu niedrig war. Durch Änderung des Abzweigwiderstandes J ließ sich die Kompensationsspannung dann leicht einstellen.

Fig. 2.



§ 4. Wurde nun, wie eben beschrieben, die Kompensationsspannung eingestellt, so sollte, falls der Strom durch die Poloniumzelle konstant war, auch das Potential des Quadranten 1 und

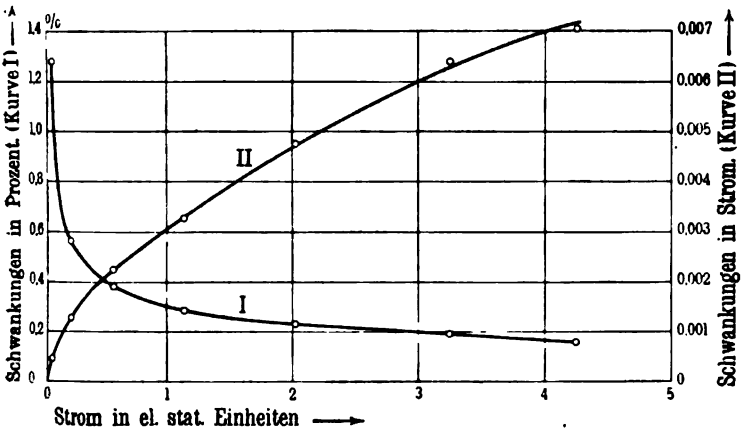
damit die Stellung der Elektrometernadel konstant bleiben. Da aber die Strahlung des Poloniums Schwankungen zeigte, so war die Elektrometernadel in ständiger und zwar unregelmäßiger Bewegung. Zur Aufzeichnung der Schwankungen wurden die Umkehrpunkte der Elektrometernadel mit den dazugehörigen Zeiten abgelesen. Fig. 2 gibt als Beispiel ein auf diese Weise erhaltenes Bild der Schwankungen. Das Bild ist nur ein angenähertes, da die Umkehrpunkte der Elektrometernadel durch gerade Linien verbunden sind, während in Wirklichkeit die Bewegung der Nadel ungleichförmig war. Aus einer größeren Anzahl von Umkehrpunkten, die durch Beobachtung der Schwankungen über eine längere Zeit (8—15 Minuten) erhalten wurden, wurde die mittlere Schwankung nach der Formel $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}}$ berechnet. Wurde die so erhaltene mittlere Schwankung in Skalenteilen mit der Elektrometerempfindlichkeit multipliziert und durch die Kompensationsspannung dividiert, so ergab dies die mittlere prozentische Schwankung, die mit $\bar{\varepsilon}$ bezeichnet werden soll.

§ 5. Zur Prüfung der SCHWEIDLERschen Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ wurde in folgender Weise verfahren. Das Poloniumpräparat wurde mit Blenden aus Messingblech bedeckt, die in der Mitte verschieden große kreisförmige Öffnungen freiließen. Dadurch trat von demselben Präparat nur ein Bruchteil der zerfallenden Atome in Wirksamkeit, man konnte also Z variieren und die Abhängigkeit der mittleren Schwankung davon feststellen. Die folgende Tabelle gibt die erhaltenen Resultate:

1	2	3	4	5
Blende	i stat.	$\bar{\varepsilon}$ Schwankung Proz.	$\bar{\varepsilon}\sqrt{i}\,10^2$	ε Schwankung in Strom (stat.)
1	0,04	1,28	25,6	0,0005
2	0,22	0,57	26,7	0,0013
3	0,58	0,38	29,2	0,0023
4	1,14	0,29	30,4	0,0033
5	2,02	0,23	33,1	0,0048
6	3,25	0,20	35,1	0,0065
0	4,25	0,16	33,0	0,0070

In dieser Tabelle bedeutet Blende 1 die kleinste Blende (6 mm Durchmesser), Blende 6 die größte, Blende 0, daß das Präparat unbedeckt war. Die zweite Reihe gibt die (Sättigungs-) Ströme (in stat. Einheiten), die bei diesen Blenden durch die Poloniumzelle flossen. Dieselben wurden bei Blende 0 galvanometrisch gemessen, bei den übrigen Blenden aus der Kompensationsspannung berechnet. Der Strom bei kleinster Blende entspricht ungefähr 1000, der bei unbedecktem Präparat ungefähr 100000 in der Sekunde zerfallenden Atomen. Die dritte Reihe gibt die

Fig. 3.



mittlere prozentische Schwankung, die für jede Blende aus zwei *bis* drei Beobachtungsreihen von je acht Minuten erhalten wurde. Nach der v. SCHWEIDLER schen Theorie soll $\bar{\varepsilon}.\sqrt{Z}$, oder, da Z proportional dem Sättigungsstrome i ist, $\bar{\varepsilon}.\sqrt{i}$ konstant sein. Wie aus der vierten Reihe ersichtlich, ist dies ziemlich gut der Fall. Der noch vorhandene Gang erklärt sich aus Versuchsfehlern. Zu diesen gehört unter anderen der Einfluß des Bronsonwiderstandes, in dem sich ja Poloniumpräparate, die auch Schwankungen zeigten, befanden. Diese Schwankungen kommen aber nur in sehr geringem Maße mit zur Beobachtung, da der Bronsonwiderstand bei Spannungen gebraucht wurde, die sehr weit von denen, bei welchen Sättigungsstrom fließt, entfernt waren. Dementsprechend verkleinern sich auch die Schwankungen. Unter Zuhilfenahme

der Messungen des Herrn K. W. F. KOHLRAUSCH[1]) konnte ausgerechnet werden, daß die Schwankungen des Bronsonwiderstandes diejenigen des Poloniumpräparates bei unbedecktem Präparate nur um einige Prozente vergrößerten. Bei kleineren Blenden kamen die Schwankungen des Bronsonwiderstandes gar nicht in Betracht. In der letzten Spalte der obigen Tabelle sind noch die Absolutwerte der mittleren Schwankungen in Strom, wie sie wirklich auftraten, angegeben. Dieselben sind gleichzeitig mit den prozentischen Schwankungen in den Kurven Fig. 3 (I prozentische Schwankung, II absolute Schwankung) in Abhängigkeit von i wiedergegeben. Es ist aus diesen Kurven zu ersehen, daß die prozentischen Schwankungen am größten bei kleinster Blende, die absoluten am größten bei unbedecktem Präparat sind. Obgleich also die prozentischen Schwankungen bei starken Präparaten kleiner sind, so werden sie sich doch bei diesen, falls man nur eine Kompensationsmethode anwendet, am leichtesten beobachten lassen.

§ 6. Die Schwankungen lassen sich vorausberechnen, wenn man in der v. SCHWEIDLER schen Formel $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ an Stelle von Z i, den Sättigungsstrom, einführt. Bei dem Zerfall eines jeden Atomes wird ja ein α-Teilchen ausgesandt, das auf seinem Wege in Luft eine gewisse Anzahl Ionen erzeugt. Nach RUTHERFORD[2]) erzeugt ein α-Teilchen, das von Radium selbst im Zustande seiner Minimalaktivität fortgeschleudert wird, bei seiner Absorption in Luft 86000 Ionenpaare. Unter Berücksichtigung der etwas größeren Reichweite der Poloniumstrahlen muß man hier etwa 94000 Ionenpaare setzen. Dann ist der durch Zerfall von Z Atomen in der Sekunde entstehende Strom $i = Z.94000.e$, wo e die Ladung eines Ions bedeutet. Ist Z nicht die in der Sekunde zerfallende Anzahl, sondern die in der Zeit δ, so ist $i = \frac{Z.94000.e}{\delta}$ oder $Z = \frac{i.\delta}{94000.e}$. Wird dies in die Formel $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ eingesetzt, so ergibt sich:

[1]) l. c.
[2]) RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 10, 207, 1905.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{94000 \,.\, 3{,}4 \,.\, 10^{-10}}}{\sqrt{i\delta}} = \frac{5{,}66 \,.\, 10^{-3}}{\sqrt{i \,.\, \delta}}.$$

Die Zeit δ ist offenbar die Zeit, über die die Elektrometernadel die Schwankungen vermöge ihrer Trägheit integriert. Hat man eine aperiodische Elektrometernadel, so kann für diese Zeit höchstens die Schwingungsdauer der Nadel in Betracht kommen. Betrachtet man nämlich den Ausschlag der Elektrometernadel zu einer gewissen Zeit t_1, so wird ein Impuls, den die Elektrometernadel zu einer Zeit erhalten hat, die zeitlich weiter zurückliegt als die Schwingungsdauer der Nadel, ohne Einfluß auf den Ausschlag der Nadel zu der Zeit t_1 bleiben. Die Elektrometernadel integriert aber auch nicht über die Zeit ihrer Schwingungsdauer gleichmäßig, da, wie man leicht sieht, die Impulse, die die Elektrometernadel eine halbe Schwingungsdauer früher empfangen hat, am meisten Einfluß auf den Ausschlag zu einer gewissen Zeit haben. Unter Verzicht auf die theoretische Behandlung wurde bei den vorliegenden Beobachtungen für δ zunächst die Schwingungsdauer der Nadel eingesetzt. Man erhält dann für die nach der Formel $\bar{\varepsilon} = \frac{5{,}66 \,.\, 10^{-3}}{\sqrt{i \,.\, \delta}}$ berechnete Schwankung einen Grenzwert, und zwar den unteren Wert, indem δ in dieser Formel zu groß eingesetzt ist.

Die im § 5 mitgeteilten Beobachtungen sind nun wenig zu einem derartigen Vergleich geeignet, indem das dort benutzte Elektrometer nicht aperiodisch war, sondern erst nach etwa 4 bis 5 Schwingungen zur Ruhe kam. Für ein solches kann man auch nicht die Schwingungsdauer der Nadel als Grenzwert für die Zeit, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, einsetzen. Es sei nur erwähnt, daß die dort beobachteten Werte etwa drei- bis viermal größer waren als die berechneten, bei denen für δ die Schwingungsdauer der Nadel eingesetzt wurde.

Es wurden deshalb Versuche mit einem Dolezalekelektrometer gemacht, das durch Benutzung einer sehr leichten Nadel und durch Luftdämpfung mit Glimmerblättchen aperiodisch gemacht worden war. Die erhaltenen Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

1	2	3	4
Blende	i (statische Einheit.)	$\bar{\varepsilon}$ in Proz.	$\bar{\varepsilon} = \frac{5{,}66 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{i \cdot \delta}}$
3	0,45	0,144	0,103
4	0,84	0,113	0,075
5	1,37	0,087	0,059
6	2,02	0,076	0,049

Wie aus Spalte 3 und 4 ersichtlich, sind die beobachteten Werte nur verhältnismäßig wenig größer als die berechneten, bei denen für δ die ganze Schwingungsdauer der Nadel (67″) eingesetzt wurde. Da in Wirklichkeit für δ ein Bruchteil dieser Zeit einzusetzen ist, so werden dann wahrscheinlich die berechneten Werte größer ausfallen als die beobachteten. Aber auch dies würde noch in Einklang mit den beobachteten Werten stehen, denn, wie im nächsten Paragraphen gezeigt werden wird, sind die beobachteten Werte wegen der Kapazität des Elektrometers um ungefähr 50 Proz. zu klein gefunden worden.

§ 7. Die Kapazität des Elektrometers wird deswegen einen Einfluß auf die mit dem Elektrometer beobachteten Schwankungen haben, weil die Schwankungen, wenn auch nicht immer, so doch häufig so schnell aufeinander folgen können, daß das Elektrometer sich nicht zu dem vollen Potential, das jeder Schwankung entspricht (die Schwankung wird ja durch die Spannungsänderung am Bronsonwiderstand gemessen), auflädt. Die Schwankungen werden also vermöge der Kapazität des Elektrometers zu klein ausfallen. Es wurden deshalb die Schwankungen mit einem Goldblattelektrometer nach HANKEL beobachtet, das eine sehr kleine Kapazität besitzt. Die Kapazität desselben wurde dann dadurch vergrößert, daß zu dem Hankelelektrometer noch die Kapazität des Dolezalekelektrometers hinzugeschaltet wurde, das schätzungsweise eine sechs- bis zehnfach so große Kapazität besaß. Es ergab sich, daß, wenn die Schwankungen an dem Hankelelektrometer allein beobachtet wurden, sie fast doppelt so groß ausfielen, als wenn mit dem Hankelelektrometer noch die Kapazität des Dolezalekelektrometers verbunden war. Es wurde z. B. in einem Versuche die prozentige Schwankung mit dem Hankel-

elektrometer zu 0,17 Proz. beobachtet; wurde zu dem Hankelelektrometer noch das Dolezalekelektrometer hinzugeschaltet, so ergab sich die prozentige Schwankung zu 0,089 Proz. Die im vorigen Paragraphen erwähnten Beobachtungen mit dem aperiodischen Dolezalekelektrometer sind infolge dieses Resultates auch um 50 Proz. zu vergrößern, um noch mehr, wenn auf die Kapazität 0 extrapoliert werden würde.

§ 8. Fassen wir die erhaltenen Resultate zusammen, so hat sich ergeben:

1. Die v. SCHWEIDLERsche Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ konnte durch Variieren von Z im Verhältnisse 1:100 bestätigt werden.

2. Verkleinerung der Kapazität des angewandten Elektrometers vergrößert die mit demselben beobachteten Schwankungen.

3. Berechnet man die zu erwartenden Schwankungen aus dem Sättigungsstrom, so stimmen die beobachteten Werte insofern mit den berechneten überein, als die beobachteten größer ausfallen als der kleinste nach der Theorie mögliche, nämliche der, bei dem für die Zeit, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, die Schwingungsdauer des (aperiodischen) Elektrometers eingesetzt wird.

§ 9. Nimmt man die von Herrn v. SCHWEIDLER aufgestellte Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ durch die vorliegenden Versuche für bestätigt an, so ergibt sich daraus eine einfache Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums. Wurde an Stelle von Z der Sättigungsstrom i eingeführt, so ergab sich (§ 6)

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{e \cdot 94000}}{\sqrt{i\,\delta}}.$$

Diese Gleichung ergibt für das Elementarquantum e die Beziehung $e = \frac{\bar{\varepsilon}^2\, i\, \delta}{94000}$. Die beschriebenen Versuche reichen nun noch nicht aus, um daraus einen Wert für e ausrechnen zu können. Einerseits hat die Zeit δ, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, noch nicht genau bestimmt werden können, andererseits sind die Schwankungen wegen der Kapazität

der benutzten Elektrometer zu klein ausgefallen. Um aber zu sehen, ob schon jetzt für e wenigstens die richtige Größenordnung herauskommt, wurde aus den Versuchen mit dem Hankelelektrometer e, das Elementarquantum, ausgerechnet. δ wurde dabei $= 1$ Sekunde gesetzt. Es ergab sich $e = 1{,}3 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh. Das ist in der Tat ein Wert, der in der Größenordnung sehr gut mit den von anderen Beobachtern gefundenen stimmt. RICHARZ fand aus der Elektrolyse $1{,}29 \cdot 10^{-10}$, THOMSON $3{,}4 \cdot 10^{-10}$, PLANCK aus der Strahlungstheorie $4{,}69 \cdot 10^{-10}$. Wenn auch auf den oben mitgeteilten Zahlenwert kein Gewicht zu legen ist, so scheint die Übereinstimmung doch zu zeigen, daß die Methode zur Bestimmung des Elementarquantums brauchbar ist.

Diese von uns angegebene Methode hat mit der THOMSONschen Methode den Vorzug, daß bei ihr die LOSCHMIDTsche Zahl nicht verwandt wird. Gegenüber der THOMSONschen Bestimmungsweise aber zeichnet sie sich dadurch aus, daß sie erstens einfacher ist, und zweitens die Versuche in einem vollkommen trockenen Gase angestellt werden.

§ 10. Es sei uns noch folgende Bemerkung gestattet. Ebenso wie man aus der SCHWEIDLERschen Beziehung das elektrische Elementarquantum erhalten kann (§ 9), kann man natürlich auch die Konstante berechnen, die angibt, wieviel Ionenpaare von einem α-Teilchen während seiner ganzen Flugbahn in einem Gase erzeugt werden (vgl. § 6). Selbstverständlich muß man dann das elektrische Elementarquantum als bekannt voraussetzen.

Nun ergibt sich aber jene Konstante auch noch durch folgende Überlegung. Bringt man z. B. eine Platte bezogen mit Ra F in ein sehr gutes Vakuum und mißt den Strom, den die α-Teilchen befördern, so ist dieser

$$i_0 = Ne,$$

worin N die Anzahl der pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen bedeutet, e das Elementarquantum. Mißt man jetzt den Sättigungsstrom der Ra F-Platte, wenn dieselbe sich in Luft befindet, so ist derselbe $i_1 = Ne \cdot C$, wobei C die zu bestimmende Konstante ist. Dabei ist die Ladung Ne der α-Teile selbst gegenüber NeC vernachlässigt. Durch Division beider Gleichungen erhält man[1]):

[1]) RUTHERFORD, l. c.

$$C = \frac{i_1}{i_0}.$$

Setzt man diesen Wert nun in die SCHWEIDLERsche Beziehung ein, so ergibt sich, daß, falls sie erfüllt ist, die Gleichung $i_0 = Ne$ zu Recht besteht. Das würde aber besagen, daß jedes α-Teilchen nur die Ladung eines Elementarquantums trägt. Auf diese Weise kann man die Anzahl der Hypothesen über das α-Teilchen, ob es besteht aus einem Wasserstoffmolekül in Verbindung mit einem elektrischen Elementarquantum oder aus einem zwei Elementarquanta mit sich führenden Heliumatom, oder endlich aus einem halben Heliumatom verbunden mit einem Elementarquantum, einschränken oder sogar bestimmt zwischen ihnen entscheiden. Letzteres wäre dann der Fall, wenn sich aus derartigen Versuchen die Gleichung

$$i_0 = N.2e$$

ergeben würde.

Leider reichen unsere Versuche bis jetzt nicht dazu aus, hier zu entscheiden.

Die Versuche mußten durch den Weggang des einen von uns [1]) abgebrochen werden. Sie sollen von dem anderen speziell auch zur genaueren Bestimmung des Elementarquantums fortgesetzt werden.

---

[1]) EDGAR MEYER.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Bemerkung zu Herrn Kaufmanns Antwort auf einen Einwand von Herrn Planck;

von J. Stark.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 10. Januar 1908.)

(Vgl. weiter unten.)

Herr KAUFMANN hat die Auswertung seiner Beobachtungen über die elektromagnetische Ablenkung der β-Strahlen auf die Annahme basiert, daß das elektrische Feld in dem von ihm verwendeten Plattenkondensator homogen und seine Stärke gleich dem Quotienten aus der Potentialdifferenz und dem Abstand zwischen den Platten gewesen sei. Gegen diese Annahme hat Herr PLANCK [1]) den Einwand erhoben, daß infolge der ionisierenden Wirkung der β-Strahlen des Radiums der lineare Verlauf des Potentials zwischen den Platten gestört gewesen sein und eine kleinere Feldstärke als die angenommene auf die β-Strahlen gewirkt haben könne. Diesen Einwand hat Herr KAUFMANN [2]) durch eine Rechnung zu entkräften versucht, gemäß welcher die von Herrn PLANCK vermutete Verkleinerung der Feldstärke im Verhältnis zu dem von ihm in Rechnung gesetzten Werte nur von der Ordnung 10^{-8} gewesen sein könne. Im Nachstehenden ist indes dargelegt, daß die Rechnung des Herrn KAUFMANN auf unzulässige Annahmen gegründet ist und darum als eine Widerlegung des Einwandes von Herrn PLANCK nicht anerkannt werden kann.

Herr KAUFMANN legt seiner Rechnung J. J. THOMSONs Theorie der unselbständigen Strömung in einem sekundär ionisierten Gase zugrunde. In dieser Theorie werden die Geschwindigkeiten der Ionen proportional der elektrischen Feldstärke gesetzt, es wird also die Gültigkeit des OHMschen Gesetzes angenommen. Auf diese Annahme basiert also auch Herr KAUFMANN seine Rechnung; nun ist sie zwar für viele Fälle, besonders bei höheren Gasdrucken (größer als 10 mm), zutreffend, sie ist indes unzulässig in dem bei den KAUFMANNschen Beobachtungen vorliegenden Falle. In diesem war der Gasdruck kleiner als 1 mm, nach Herrn KAUFMANN etwa

[1]) M. PLANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 301, 1907.
[2]) W. KAUFMANN, ebenda 9, 667, 1907.

0,1 mm. Schon bei 1 mm Druck gilt indes bei größeren Feldstärken das Ohmsche Gesetz[1]) für Ströme in ionisierten Gasen, insbesonders in den Querschnitten vor der Kathode nicht mehr, wie durch Beobachtung des Potentialabfalles[2]) an der Kathode des Glimmstromes von mehreren Seiten festgestellt worden ist. Die Behandlung dieses Falles auf Grund der Thomsonschen Theorie entspricht darum nicht den wirklichen Verhältnissen.

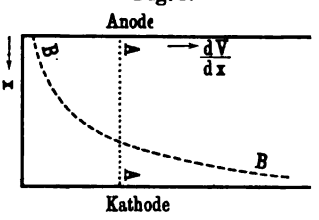
Außer mit der Annahme der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes macht Herr Kaufmann stillschweigend noch eine zweite Annahme, die ebenfalls nicht den wirklichen Vorgängen gerecht wird. Er nimmt nämlich an, daß in dem Raum zwischen den Platten des von ihm benutzten Kondensators Ionen lediglich dadurch entstehen, daß das restierende Gas durch die α-Strahlen proportional seinem Drucke ionisiert werde. Außer dieser Ionisierung des Gases durch die α-Strahlen ist indes erstens in Rechnung zu setzen, daß diejenigen α- und β-Strahlen, welche die Kondensatorplatten treffen, langsame sekundäre Kathodenstrahlen[3]) unabhängig vom Druck des restierenden Gases zur Emission bringen. Zweitens ist aber auch zu beachten, daß die durch Gasionisierung oder Sekundärstrahlung erzeugten Ionen im elektrischen Felde des Kondensators bei dem niedrigen Gasdruck beträchtliche Potentialdifferenzen frei durchlaufen, dadurch eine große kinetische Energie gewinnen und dann als Kathoden- oder Kanalstrahlen durch ihren Stoß beim Auftreffen auf Moleküle des Gases[4]) oder der Kondensatorplatten[5]) neue positive und negative Ionen erzeugen können. Daß ein solcher Effekt in dem gegebenen Falle eintreten konnte, lehrt der Vergleich folgender Zahlen. Ein negatives Elektron muß ungefähr 30 Volt[6]), ein positives Ion ungefähr 400 Volt[7]) frei durchlaufen haben, wenn es ein Gasatom durch seinen Stoß ionisieren soll; bei Herrn Kaufmanns Beobachtungen betrug die Potentialdifferenz zwischen den Platten 2400 Volt, der Gasdruck etwa 0,1 mm.

Es gibt nun keine Theorie, welche für die Komplikation des

[1]) Vgl. J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1903, S. 294.
[2]) Vgl. A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) 7, 237, 1902; 10, 542, 1903.
[3]) Vgl. P. Ewers, Jahrb. d. Rad. u. El. 4, 78, 1907.
[4]) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6) 1, 198, 1901; 5, 389, 1903; 6, 598, 1903.
[5]) Chr. Füchtbauer, Ann. d. Phys. (4) 23, 301, 1907.
[6]) J. Stark, Phys. ZS. 5, 81, 1904.
[7]) Ders., Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 104, 1904.

Falles der Ungültigkeit des OHMschen Gesetzes mit dem Falle der Stoßionisierung im Gasraum und der Sekundärstrahlung aus den Elektroden den Potentialverlauf zwischen den Elektroden darzustellen gestattet. Alles, was wir über diesen auf Grund unserer bisherigen Erfahrungen aussagen können, betrifft zwei Grenzfälle des Potentialgefälles dV/dx zwischen zwei Plattenelektroden (vgl. Fig. 1).

Fig. 1.



Ist erstens der Gasdruck sehr niedrig und die Sekundärstrahlung aus den Elektroden gering, so ist das Potentialgefälle konstant (punktierte Linie AA) in der Weise, wie es Herr KAUFMANN für seinen Fall angenommen hat.

Ist zweitens der Gasdruck so groß (p_m), daß die Länge des Kathodendunkelraumes eines Glimmstromes zwischen den Platten von der Ordnung des Plattenabstandes wird, dann wird der Potentialverlauf des Potentialgefälles durch eine Kurve von der Art der in der Figur gestrichelten Linie BB dargestellt.

Wird der Gasdruck unter p_m erniedrigt, so ändert sich die Kurve des Potentialgefälles (Feldstärke) in dem Sinne, daß sie mit sinkendem Druck von dem Typus BB sich entfernt und dem Typus AA sich nähert. Herr KAUFMANN hat bei seinen Beobachtungen den Gasdruck auf etwa 0,1 mm unter denjenigen Wert p_m erniedrigt, bei welchem sich für die gegebene Potentialdifferenz der Glimmstrom (Typus BB) gerade noch herstellen konnte. Es ist indes aus seinen Angaben nicht zu ersehen, ob der Druck 0,1 mm, den er übrigens nur geschätzt, nicht gemessen zu haben scheint, von p_m bereits soweit entfernt war, daß er für die gegebene Potentialdifferenz und die gegebene Intensität der α- und β-Strahlung mit Recht den Typus AA als den wirklich vorhandenen annehmen durfte.

Aus dem Vorstehenden dürfte hervorgehen, daß Herr KAUFMANN den Einwand des Herrn PLANCK keineswegs entkräftet hat und daß nur durch eine spezielle experimentelle Untersuchung über den wirklichen Potentialverlauf in den KAUFMANNschen Beobachtungen sicherer Aufschluß gewonnen werden kann.

Greifswald, 21. Dezember 1907.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Müller-Pouillets
Lehrbuch der Physik
und Meteorologie.

In vier Bänden.

Zehnte umgearbeitete und vermehrte Auflage

herausgegeben von

Professor Dr. **Leopold Pfaundler,** Graz.

Unter Mitwirkung von

Prof. Dr. **O. Lummer**-Breslau (Optik und strahlende Wärme), Dr. **K. Drucker**-Leipzig (Molekularphysik), Prof. Dr. **A. Wassmuth**-Graz (Thermodynamik und Wärmeleitung), Hofrat Prof. Dr. **J. Hann**-Wien (Meteorologie), Prof. Dr. **W. Kaufmann**-Bonn (Elektrizitätslehre), Prof. Dr. **A. Coehn**-Göttingen (Elektrochemie), Dr. **A. Nippoldt**-Potsdam (Erdmagnetismus und Erdelektrizität).

Mit über 3000 Abbildungen und Tafeln, zum Teil in Farbendruck.

I. Band: **Mechanik und Akustik** von Prof. Dr. **Leopold Pfaundler.** Gr. 8. Preis geh. *M* 10.50, geb. in Halbfrz. *M* 12.50.

II. Band, 1. Abteilung: **Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik)** von Prof. Dr. **Otto Lummer.** Preis *M* 15.—.

III. Band: **Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie** von Prof. Dr. **L. Pfaundler,** Privatdozent Dr. **K. Drucker,** Prof. Dr. **A. Wassmuth,** Hofrat Prof. Dr. **J. Hann.** Preis geh. *M* 16.—, geb. in Halbfrz. *M* 18.—.

Das altberühmte Buch genießt längst den Ruf, das beste populäre Lehrbuch der Physik zu sein, dem anerkanntermaßen keine andere Nation ein gleichartiges Werk zur Seite zu stellen vermag. Es ist seit seinem ersten Erscheinen in den Kreisen der Physiker, Astronomen, Naturhistoriker, Mediziner, Pharmazeuten, Lehrer, Techniker, Elektrotechniker, Mechaniker, Optiker, Agronomen, Industriellen, sowie Forst-, Berg- und Hüttenleute und aller Liebhaber der Physik so eingebürgert, daß es einer weiteren Empfehlung nicht bedarf.

Es ist Vorsorge getroffen, daß die übrigen Bände des Werkes baldmöglichst nachfolgen werden.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Technologie und Naturkunde.

Ein Lern- und Lehrbuch für Haus und Schule

besonders zum Gebrauche beim Unterricht in Wirtschaftskunde und Handelsgeographie in kaufmännischen Fortbildungsschulen, Handelsschulen und verwandten Lehranstalten.

Bearbeitet von

A. Sattler,

Schulinspektor.

Mit 176 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 3,50 *M*, geb. 4 *M*

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Handbuch der Erdbebenkunde.

Von **August Sieberg,**

I. Assistent am Meteorologischen Observatorium in Aachen.

Mit 113 Abbildungen und Karten im Text. Gr. 8°. XVIII u. 362 S.
Preis geh. *M* 7.50, geb. *M* 8.50.

Ein Buch, das den Lesern dieser Zeitschrift zur Beachtung und Förderung ganz besonders warm empfohlen werden kann. — Früher waren es meist mehr vereinzelte Gelehrte, meist Geologen, oder kleine Vereinigungen, die sich dem Studium der Erdbeben widmeten, und heute besteht eine internationale Erdbebenkommission mit einem weit verzweigten Netz von Beobachtungsstationen, und **weite Volkskreise sollen zur Mitarbeit herangezogen werden. Für diesen weitesten Leserkreis ist das neue Handbuch der Erdbebenkunde bestimmt.** Ihm soll es die Entwicklung der modernen Erdbebenforschung vorführen, bei ihm das Interesse und das Verständnis für die Ziele dieser jüngsten Wissenschaft der Seismologie erwecken, um so möglichst viele zur Mitarbeit anzuregen und zu befähigen. Zu diesem Zwecke wurden in dem Handbuche, das in gedrängter Kürze einen vortrefflichen Überblick über das gewaltige, in einer ausgedehnten und weit verstreuten Literatur aufgespeicherte Beobachtungsmaterial an Stoffmenge sowohl als theoretischen Erörterungen gibt, möglichst geringe Vorkenntnisse vorausgesetzt, und überall sowohl die praktischen wie die theoretischen Forschungsmethoden an gut gewählten Beispielen erläutert und dabei besonders eingehend die Verwendung der mannigfachen seismologischen Instrumente erörtert. **Aber nicht nur für Laienkreise ist das neue Handbuch bestimmt. Auch der Fachgelehrte wird es stets mit grofsem Nutzen zur Hand nehmen,** wenn er sich bei manchen Fragen schnell über wesentliche Punkte unterrichten will.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 30. Januar 1908. Nr. 2.

Sitzung vom 10. Januar 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Vor dem Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des schmerzlichen Verlustes, welchen die Gesellschaft am 2. d. Mts. durch das Ableben ihres ältesten Mitgliedes,

Dr. Adolf Paalzow,

Geheimen Regierungsrats und Professors an der Technischen Hochschule in Charlottenburg, erlitten hat. Mit dem nun Verewigten ist der Letzte aus der Generation, welche die Gründung unserer Gesellschaft bewirkte, dahingegangen. Seine Persönlichkeit und seine Verdienste um die Wissenschaft werden noch in besonderer Weise von berufener Seite an dieser Stelle gewürdigt werden.

Die Anwesenden ehren das Andenken an den Verewigten durch Erheben von ihren Sitzen.

Sodann macht Hr. **H. Rubens** einige nachträgliche Bemerkungen zu der von ihm in Gemeinschaft mit Hrn. **Erich Ladenburg** veröffentlichten Mitteilung (diese Verh. 9, 699, 749—752,

1907): „Über die lichtelektrische Erscheinung an dünnen Goldblättchen".

Ferner spricht Hr. **A. Stock** (a. G.) über:

Poröse Materialien als Ersatz von Hähnen beim Arbeiten mit Gasen.

Weiter berichtet Hr. **H. Barkhausen** über:

Das Problem der Schwingungserzeugung.

Endlich legen Hr. **M. Planck** eine Mitteilung von Hrn. **J. Stark:**

Bemerkung zu Hrn. KAUFMANNS Antwort auf einen Einwand von Hrn. PLANCK (schon abgedruckt, vgl. diese Verh. 10, 14—16, 1908),

sowie Hr. **Karl Scheel** zwei zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangene Arbeiten vor:

1. von Hrn. **Paul Asteroth:** Der Einfluß der thermischen und mechanischen Vorgeschichte auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hysterese HEUSLERscher Legierungen;
2. von Hrn. **H. Erfle:** Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. HEINRICH FASSBENDER, Marburg, Renthofstr. 26.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. TAKE.)

Hr. CARL MÜLLER, Berlin NW., Alt-Moabit 14, und

Hr. ERIK LIEBREICH, Berlin W. 15, Meinekestr. 22.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. ERICH LADENBURG.)

Poröse Materialien als Ersatz von Hähnen beim Arbeiten mit Gasen;

von Alfred Stock.

(Aus dem Chemischen Institut der Universität Berlin.)

(Vorgetragen in der Sitzung am 10. Januar 1908.)

(Vgl. oben S. 18.)

Vor wenigen Jahren zeigte K. PRYTZ [1]), daß sich Platten aus porösem Material, welches Luft, aber (bei einem Überdruck von einer Atmosphäre) kein Quecksilber hindurchläßt, mit großem Vorteile als Hahnersatz verwenden lassen. Die mit ihrer Hilfe gefertigten Ventile haben vor den gewöhnlichen Hähnen den Vorzug, stets gebrauchsfähig, dabei dauernd absolut dicht zu sein und kein Fett u. dgl. zu enthalten, welches Gas absorbieren oder Dämpfe abgeben könnte. Zudem sind sie leicht und billig herzustellen. Auf die Einzelheiten und die zahlreichen Anwendungen der Methode bei Arbeiten mit evakuierten Apparaten aller Art soll hier nicht eingegangen werden.

Herr PRYTZ machte die Ventile aus Schamotteplättchen, welche er mit Siegellack in Glasröhren einkittete. Es ist mir nun gelungen, durch Brennen einer Mischung von Ton mit Wasserglas und Gummilösung zu einem für die Anfertigung der Ventile besonders geeigneten Material zu kommen. Seine Porosität ist fünfmal größer als bei den PRYTZschen Versuchen, es ist völlig widerstandsfähig gegen Säuren und siedendes Wasser und läßt sich ohne weiteres Dichtungsmittel mit Glas verschmelzen. Die Brauchbarkeit des eleganten PRYTZschen Verfahrens ist durch diese Neuerung sehr erweitert. Auf meine Veranlassung hat eine hiesige Firma [2]) die Fabrikation der porösen Platten übernommen.

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 18, 617, 1905.

[2]) BLECKMANN und BURGER, Berlin N. 24, Auguststraße 3a.

Sie fertigt daraus eine Anzahl einfacher Ventilarten an und ist auch bereit, mit ihrer Hilfe andere Apparate nach Wunsch herzustellen. Ein näheres Eingehen auf die Ausführungsform der Ventile erscheint mir hier überflüssig, weil ausführlichere Mitteilungen über den Gegenstand bereits an anderer Stelle erschienen sind (Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft 40, 4956, 1907 und Chemikerzeitung 32, 30, 1908).

Der Einfluß der thermischen und mechanischen Vorgeschichte auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hysterese Heuslerscher Legierungen;

von Paul Asteroth.

VI. Mitteilung über magnetische Legierungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg i. H. und aus dem Laboratorium der Isabellenhütte zu Dillenburg[1]).

(Auszug aus der Marburger Inauguraldissertation vom 11. Juni 1907, ergänzt durch neue Versuche.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 10. Januar 1908.)

(Vgl. oben S. 18.)

Die von HEUSLER im Jahre 1903 entdeckte Tatsache, daß Mangan mit sozusagen unmagnetisierbaren Metallen zu ferromagnetisierbaren Legierungen zusammentreten kann, gab den Anstoß zu einer großen Reihe von Untersuchungen, die zum Teil sehr interessante Resultate gezeitigt haben. Nach den Untersuchungen von W. STARCK und E. HAUPT ergab sich, daß eine besonders große Magnetisierbarkeit die Aluminium-Manganbronzen besitzen, deren höchster Sättigungswert etwa $^3/_5$ von dem des Gußeisens beträgt, und deren Magnetisierung ein Maximum erreicht für den Fall, daß das Atomverhältnis von Mangan zu Aluminium gleich eins wird. Vor kurzem hat jedoch Herr PREUSSER im Physikalischen Institut zu Marburg die Beobachtung gemacht, daß sich für die kupferreicheren Aluminium-Manganbronzen die

---

[1]) I. FR. HEUSLER, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 219 (1901), 1903. II. FR. HEUSLER, W. STARCK und E. HAUPT, ebenda 5, 220—232, 1903. III. FR. HEUSLER, F. RICHARZ, W. STARCK und E. HAUPT, Schriften Naturf. Ges. Marburg 13 [5], 237—300, 1904. N. G. Elwerts Verlag, Marburg; vgl. FR. HEUSLER, Verh. Gewerbefleiß, S. 277, 1903 und ZS. angew. Chemie, S. 260, 1904, sowie E. HAUPT, Naturw. Rundsch. 21, 69—71, 1906. IV. E. TAKE, Naturf. Ges. Marburg, Sitz. v. 13. Aug. 1904, und Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 133—145, 1905. V. E. TAKE, Schriften d. Naturf. Ges. Marburg 13 [6], 299—404, 1906, N. G. Elwerts Verlag, Marburg, und Ann. d. Phys. (4) 20, 849—899, 1906, sowie Naturw. Rundsch. 22, 209—211, 221—223, 1907.

Lage der maximalen Magnetisierung ziemlich beträchtlich verschiebt.

Durch qualitative Versuche HEUSLERS war das Vorhandensein von magnetischen Umwandlungspunkten nachgewiesen, die von E. TAKE durch ballistische und dilatometrische Messungen exakt bestimmt wurden.

Diese im Physikalischen Institut zu Marburg gemachten Beobachtungen sind zum Teil ohne oder mit nicht genügender Erwähnung von deren Priorität bestätigt bzw. erweitert worden durch die Arbeiten der Herren AUSTIN, GUMLICH, WEDEKIND, HADFIELD, FLEMING, GRAY, DU JASSONEIX, GUTHE, ZAHN und SCHMIDT[1]).

Der Hauptzweck meiner Untersuchungen war nun der, festzustellen, welchen Einfluß die thermische und mechanische Vorbehandlung auf die magnetischen Eigenschaften der HEUSLERschen Legierungen hat.

In der Marburger Gesellschaftsschrift 1904 (S. 36 bzw. 272) von FR. HEUSLER, F. RICHARZ, W. STARCK und E. HAUPT findet sich eine Notiz, wonach Herr WILH. STARCK für zwei Proben Induktionskurven fand, die nur aus einer einzigen Linie bestanden, bei denen also die Hysteresefläche gleich Null war. Ferner ist daselbst angegeben, daß die Größe der Hysterese dieser Legierungen nicht allein durch die chemische Zusammensetzung, sondern wesentlich durch die thermische Vorgeschichte bestimmt wird, wie sich aus den vollständigen magnetischen Kreisprozessen, denen sämtliche Legierungen unterworfen wurden, ergab.

Weiterhin hatte HEUSLER die ersten schmiedbaren und zugleich noch magnetisierbaren Aluminium-Manganbronzen aufgefunden. Er sagt darüber in einer vorläufigen Mitteilung[2]):

„Ich habe die sehr wichtige Beobachtung gemacht, daß gewisse kupferreiche Mangan-Aluminiumbronzen von relativ noch hoher Magnetisierbarkeit sich schmieden lassen. Die Schmiedestücke sind in Wasser abgelöscht fast unmagnetisch, werden aber beim Altern magnetisierbar. Hiermit ist ein Material gefunden, welches außerordentlich geeignet für das Studium der Umwandlungserschei-

[1]) Zitate und kritische Besprechung siehe in meiner Inauguraldissert., S. 6—18.

[2]) Ber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg, Nr. 7, Nov. 1905.

nungen ist. Die wertvollen von Herrn TAKE erhaltenen diesbezüglichen Resultate werden dadurch noch wesentlich erweitert. Es wäre aber verfrüht, wenn ich die vorliegenden Beobachtungen, welche Herr P. ASTEROTH durch genaue Messungen ergänzen wird, schon heute veröffentlichen wollte."

Über das magnetische Verhalten einer dieser geschmiedeten Aluminium-Manganbronzen machte HEUSLER vor Beginn meiner Versuche vorläufige Beobachtungen, über welche er folgendes mitteilt:

„Erhitzt man das Schmiedestück auf Rotglut und schreckt es im Wasser ab, so ist es praktisch unmagnetisch. Altert man die abgeschreckte Probe, so ist sie magnetisierbar, zeigt aber kleine Polarität. Erhitzt man das gealterte abgeschreckte Schmiedestück in siedendem Naphtalin oder Diphenylamin (also auf 210 bis 300°) und läßt darin erkalten, so ist das Material ziemlich stark polar. Da die Erkaltung in der Nähe eiserner Stative und dergleichen erfolgte, so konnte der Einfluß dieser die Polarität gewissermaßen im Entstehungszustande beeinflußt haben. In der Tat wurde die Probe stärker polar (soweit dies ohne quantitative Messungen festzustellen war), als ich sie mit einem Stabmagneten verbunden in siedendem Anilin auf 184° erhitzte und in dem Bade erkalten ließ."

Es war von erheblichem Interesse, diese Verhältnisse durch exakte Messungen aufzuklären, und ich habe daher auf Veranlassung von Herrn F. RICHARZ Versuche angestellt, um geeignete Bedingungen dafür zu finden, eine möglichst kleine Hystereseschleife zu erhalten.

Es standen mir zunächst zwei kupferreiche Proben zur Verfügung, die aus einer einzigen Schmelzung herrührten und deshalb chemisch identisch waren (16,9 Proz. Mn, etwa 9 Proz. Al, der Rest Kupfer und Spuren von Verunreinigungen). Die beiden Proben unterschieden sich jedoch dadurch, daß die eine in dem Zustande vorlag, wie sie aus der Schmelze erstarrt war, während die andere rotwarm geschmiedet, dann ausgeglüht und in Wasser abgelöscht war. In diesem Zustande wurden mir die beiden Bronzen von Herrn HEUSLER zugeschickt. Ich stellte nun mit den beiden Proben eine Reihe von Versuchen an, indem ich sie beide über ihren Umwandlungspunkt hinaus erhitzte und fest-

stellte, welchen Einfluß verschiedene Arten des Erkaltens auf die Gestalt der Induktionskurve hatten. Der Umwandlungspunkt des Gusses lag bei einer Temperatur von etwa 195°, derjenige der Schmiedeprobe bei einer solchen von etwa 220°. Doch war es nötig, daß ich mich bei jedem einzelnen Versuche überzeugte, ob der Umwandlungspunkt auch wirklich überschritten war, da er, ganz wie TAKE fand, nicht jedesmal genau an derselben Stelle lag.

Nachdem ich die beiden Stücke das erstemal bis zur magnetischen Umwandlung erhitzt hatte, schreckte ich sie in kaltem Wasser ab. Der magnetische Zustand war dadurch ein so schlechter geworden, daß es nicht möglich war, von den beiden Proben mit der DU BOISschen Wage Induktionskurven aufzunehmen; sie wurden deshalb zwölf Stunden lang in siedendem Xylol gealtert und erst dann einem magnetischen Kreisprozesse unterworfen (vgl. Nr. 3 in Fig. 1 bzw. 2 und in Tab. I bzw. II).

Bei einem Felde $\mathfrak{H} = 150$ war jetzt die Induktion $\mathfrak{B}$ für den Guß $= 2300$, für die Schmiedeprobe 2500 CGS.

Wie nach den Vorversuchen zu erwarten war, wurde die Hysterese als klein gefunden; bei der Gußprobe betrug die Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_0 = 3{,}0$, die Remanenz $\mathfrak{B}_0 = 650$ abs. Einh., bei der Schmiedeprobe traf der Fall ein, wie ihn W. STARCK bei zwei anderen Bronzen gefunden hatte: die Hystereseschleife bestand annähernd aus einer einzigen Linie, so daß auf- und absteigender Ast der Induktionskurve sehr nahe zusammenfielen; Koerzitivkraft und Remanenz waren demgemäß nahezu gleich Null.

Diese magnetischen Messungen wurden mit der magnetischen Wage von H. DU BOIS ausgeführt, die mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt untersuchten Stabe zuvor geeicht wurde. Da die Möglichkeit vorlag, daß bei dem zuletzt besprochenen Versuche bei Anwendung einer speziell in ganz schwachen Feldern empfindlicheren Meßmethode sich eine, wenn auch minimale, Hystereseschleife ergeben würde, so wurde später (vgl. Tab. II, 8) eine Messung mit dem Magnetometer zur Bestimmung der Remanenz ausgeführt, und in der Tat zeigte sich jetzt eine kleine Remanenz, die höchstens 10 CGS, und eine Koerzitivkraft, die höchstens 0,29 betrug. Nunmehr wurde auf Vorschlag von Herrn TAKE die Schmiedeprobe wieder über ihren Umwand-

lungspunkt hinaus erhitzt und diesmal in Quecksilber abgeschreckt (vgl. Tab. II, 9). Nachdem die Probe noch 15 Stunden bei 140° gealtert war, führte ich die Messung mit dem Magnetometer aus; es war noch eine Remanenz von höchstens 9,25 und eine Koerzitivkraft von höchstens 0,1 CGS vorhanden. Die Hysterese war also nahezu gleich Null. Bei einem Felde $\mathfrak{H} = 288$ Gauss betrug die Induktion $\mathfrak{B} = 2168$ abs. Einh.

Weiterhin erhitzte ich beide Proben dreimal über ihren Umwandlungspunkt hinaus, ließ sie aber jedesmal langsam abkühlen. (Das erstemal ließ ich diese Abkühlung in einem Magnetfelde stattfinden, was aber — wie sich bald herausstellte — keinen Einfluß auf die Gestalt der Induktionskurven hatte.) Die Abkühlungsdauer betrug etwa $^3/_4$ Stunden. Nachdem beide Proben bei 140° gealtert waren, wurden sie einem magnetischen Kreisprozesse unterworfen. Die Hysterese war bei beiden Proben stets gewachsen, bei dem Guß betrug zum Schluß die Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_0 = 9{,}25$, die Remanenz $\mathfrak{B}_0 = 800$, und auch die Schmiedeprobe hatte jetzt eine etwas größere Hysterese; es war die Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_0 = 2{,}25$ und die Remanenz $\mathfrak{B}_0 = 600$ CGS (vgl. Nr. 4 bis 6 in Fig. 1 bzw. 2 und in Tab. I bzw. II).

Dieser letzte Versuch wurde alsdann wiederholt mit der Abänderung, daß die Abkühlungsdauer jetzt auf etwa drei Stunden erhöht wurde. Der Erfolg war der, daß bei ungefähr gleichgebliebener Maximalinduktion jetzt die Hysterese noch um ein bedeutendes Stück gewachsen war; die Koerzitivkraft für den Guß betrug 18,0, die Remanenz 820; für die Schmiedeprobe betrug die Koerzitivkraft 3,5, die Remanenz 600 CGS (vgl. Nr. 7 in Fig. 1 bzw. 2 und in Tab. I bzw. II).

Die Resultate dieser Untersuchungen sind zusammengestellt in den beiden folgenden Tabellen, worin ich der Übersichtlichkeit wegen nur einige Hauptzahlenwerte der jungfräulichen Kurve, sowie den Wert der Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_0$ und der Remanenz $\mathfrak{B}_0$ angegeben habe. Eine graphische Darstellung findet sich in den Figuren 1 und 2.

Aus diesen Tabellen und Kurven ist deutlich zu ersehen, daß Koerzitivkraft und Remanenz und mit ihnen die ganze Hysteresenschleife beträchtlich zunehmen, wenn nach dem Erhitzen über die Temperatur des magnetischen Umwandlungspunktes die Ab-

Tabelle I (vgl. Fig. 1).

Guß Nr. 104 (Analyse: 16,9 Proz. Mn, etwa 9 Proz. Al).

Thermische Vorgeschichte	$\mathfrak{B}$ für $\mathfrak{Q}$ der jungfräulichen Kurve						$\mathfrak{Q}_0$	$\mathfrak{B}_0$
	5	10	20	40	100	150		
1. Ursprünglicher Zustand	nicht meßbar						—	—
2. Nach achtstündigem Erhitzen in Xylol (140°)	—	—	2220	2330	2620	3190	—	—
3. Über den Umwandlungspunkt (etwa 195°) erhitzt, in Wasser abgeschreckt und bei 140° gealtert .	1080	1350	1500	1620	2050	2300	3,0	650
4. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^1/_2$ bis $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert .	730	1080	1400	1550	2030	2370	8,0	700
5. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert	500	800	1100	1400	1900	2200	10,0	700
6. Nochmals über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert .	730	1100	1320	1420	2000	2280	9,25	800
7. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, sehr langsam (etwa 3 Stdn.) erkaltet und bei 140° gealtert .	400	680	1000	1300	1880	2200	18,0	820

Mit der Burnschen Wage gemessen.

kühlung auf Zimmertemperatur möglichst langsam erfolgt. Wir sehen ferner, daß die Hysterese verhältnismäßig klein wird und sogar fast verschwinden kann, wenn nach dem Erhitzen über den Umwandlungspunkt hinaus die Abkühlung möglichst plötzlich, durch Abschrecken in Wasser oder Quecksilber, erfolgt.

Um zu sehen, inwieweit die besprochenen Prozesse umkehrbar sind, erhitzte ich zum Schlusse nochmals die beiden Proben über den Umwandlungspunkt hinaus und schreckte die erhitzten Proben in kaltem Wasser ab; ich erhielt wieder kleine Hysterese. Ich wiederholte dann auch nochmals den letzten Versuch (7 in den Tabellen), der ebenfalls den früheren Versuch bestätigte. Wir haben es also bei den beiden Proben in der Hand, die Größe der Hysterese innerhalb gewisser Grenzen ganz nach Belieben zu vergrößern oder zu verkleinern.

Wenn wir die beiden untersuchten Bronzen miteinander ver-

Tabelle II (vgl. Fig. 2).

Schmiedeprobe Nr. 105 (chemisch identisch mit Guß Nr. 104).

Thermische Vorgeschichte	$\mathfrak{B}$ für $\mathfrak{H}$ der jungfräulichen Kurve						$\mathfrak{H}_0$	$\mathfrak{B}_0$	
	5	10	20	40	100	150			
1. Ursprünglicher Zustand	—	—	1040	1100	1120	1130	—	—	Mit der DU BOIS'schen Wage gemessen.
2. Nach dem Altern ($7^1/_2$ Stunden 140°, 34 Stunden 110°, 8 Stunden 140°)	—	—	1840	2070	2510	2800	—	—	
3. Über den Umwandlungspunkt (etwa 220°) erhitzt, in Wasser abgeschreckt und bei 140° gealtert .	1400	1600	1620	1800	2230	2500	—	—	
4. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^1/_2$ bis $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert .	1320	1480	1500	1630	2200	2500	1,0	550	
5. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert	1020	1430	1620	1800	2150	2480	2,0	650	
6. Nochmals über den Umwandlungspunkt erhitzt, in etwa $^3/_4$ Stunden erkaltet und bei 140° gealtert .	940	1340	1700	1800	2150	2500	2,25	600	
7. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, sehr langsam (etwa 3 Stunden) erkaltet und bei 140° gealtert	880	1250	1550	1700	2200	2500	3,5	600	
8. Wiederholt über den Umwandlungspunkt erhitzt, in Wasser abgeschreckt und bei 140° gealtert	200	390	770	1500	—	2100	0,29	10	Magnetometrisch gemessen.
9. Über den Umwandlungspunkt erhitzt, in Quecksilber abgeschreckt und bei 140° gealtert	200	360	740	1500	—	2000	0,10	9,25	

gleichen, so fällt uns auf, daß die Schmiedeprobe in sämtlichen Einzelfällen bedeutend geringere Hysterese und Koerzitivkraft zeigt, als die in chemischer Beziehung gleich zusammengesetzte Gußprobe, während die Remanenz nur wenig geringer ist.

Bei einer anderen, des hohen Mangangehaltes wegen nicht mehr schmiedbaren Probe (26,5 Proz. Mn, 14,6 Proz. Al) wurden die vorher beobachteten Erscheinungen in nur sehr geringem Maße wiedergefunden. Sie scheinen also an die weicheren schmiedbaren Bronzen gebunden zu sein.

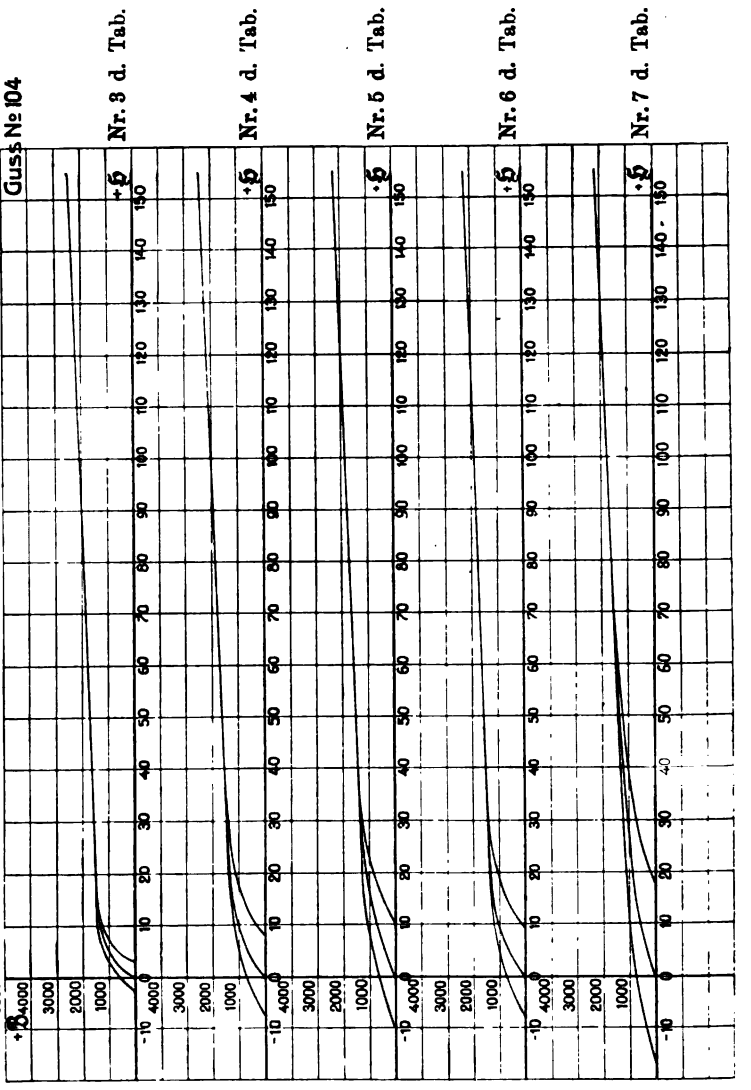


Fig. 1 (vgl. Tabelle I).

Es wäre von Interesse, eine Erklärung für diese Resultate zu haben; die folgenden Erklärungsmöglichkeiten hat mir Herr Prof. RICHARZ angegeben.

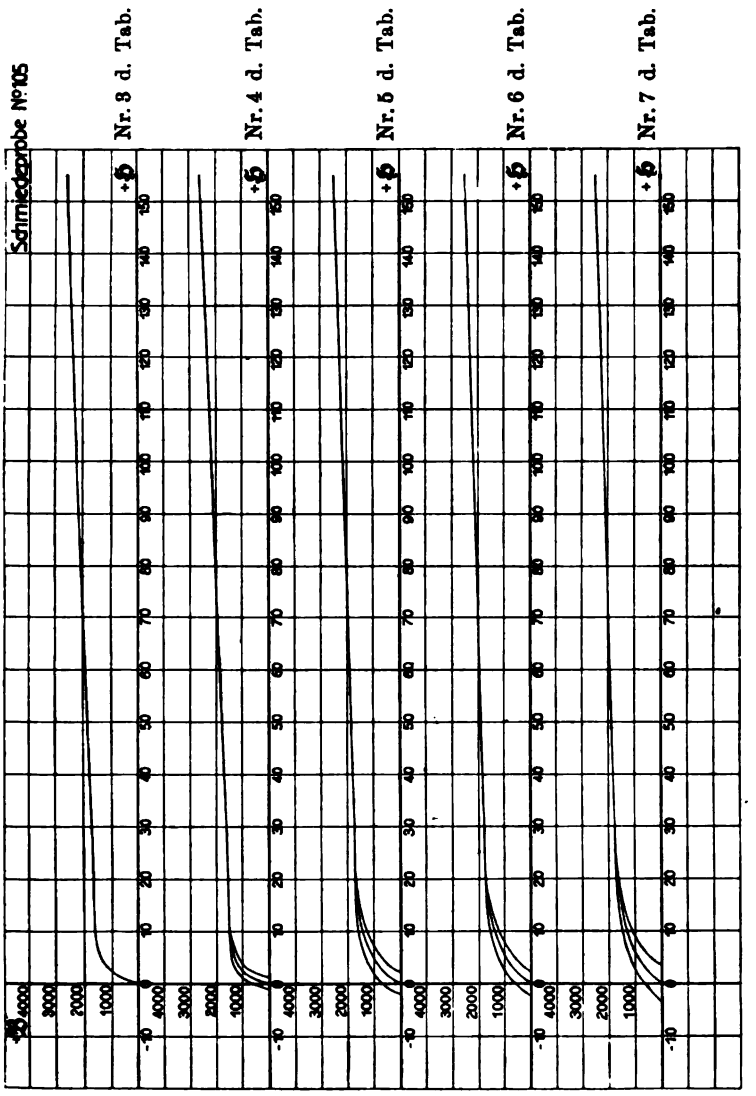


Fig. 2 (vgl. Tabelle II).

Die Hysterese kann erklärt werden dadurch, daß man annimmt, die Richtung der WILHELM WEBERschen Molekularmagnete geschehe nur unter Überwindung eines reibungsähnlichen Wider-

standes. Der Unterschied, daß Molekeln gewisser Körper molekularen Magnetismus haben, andere nicht, muß in gewissen konstitutiven Eigenschaften der Molekeln, bzw. ihrer Aggregation beruhen. Wenn ferromagnetische Körper oberhalb ihres magnetischen Umwandlungspunktes keine magnetischen Eigenschaften mehr zeigen, so hat man sich eine molekulare Umwandlung aus der bei niedriger Temperatur stabilen, magnetisierbaren Phase in die bei höherer Temperatur stabile, unmagnetisierbare vorzustellen. Wie man sich im einzelnen diese Umwandlung denken soll, wollen wir hier nicht erörtern. Die HEUSLERschen Legierungen, über ihren Umwandlungspunkt hinaus erhitzt, dann abgekühlt und gealtert, befinden sich je nach der Schnelligkeit des Abkühlens in verschiedenem Zustande. Man kann sich vorstellen, daß je nach den speziellen Verhältnissen bei der Abkühlung mehr oder weniger komplizierte Molekularaggregate gebildet werden. Kühle ich sehr schnell ab, d. h. schrecke ich die über den magnetischen Umwandlungspunkt erhitzte Legierung in kaltem Wasser oder Quecksilber ab, so kann man annehmen, daß jetzt die Molekeln nicht die Zeit haben, alle zu komplizierteren Aggregaten zusammenzutreten, wie sie es bei langsamem Erkalten tun würden. Daß diese Abhängigkeit von der Erkaltungsgeschwindigkeit besteht, ist auch sonst bekannt; z. B. gehen manche Schmelzflüsse bei schnellem Abkühlen in den amorphen Zustand über, während sie nach langsamem Abkühlen eine kristalline Struktur erhalten. Der letztere Zustand ist aber gegenüber dem ersteren derjenige mit den komplizierteren Molekularaggregaten. Die Bildung komplizierterer Aggregate beim langsamen Abkühlen wird Molekeln hervorrufen, die nur mit größerer „Reibung“ den magnetischen Kräften folgen, also stärkere Hysterese aufweisen. Die nach dem Abschrecken existierenden einfacheren Molekeln werden mit geringerer oder gar keiner „Reibung“ den Feldkräften folgen.

Der Zustand der abgeschreckten und danach gealterten Legierungen ist demjenigen vollkommen elastischer Körper vergleichbar; der Zustand der langsam abgekühlten um so mehr den unvollkommen elastischen Körpern, je langsamer die Abkühlung war. Hieraus ist auch verständlich, daß die geschmiedeten Legierungen in magnetischer Beziehung vollkommener elastisch sind als die nach dem Guß nicht geschmiedeten. Durch das

Schmieden wird der mit unregelmäßigen Spannungen und Lagerungszuständen behaftete Guß durchknetet. Vollkommene Elastizität in magnetischer Beziehung wäre dabei das völlige Fehlen der Hysterese; unvollkommene Elastizität, im eigentlichen Sinne ebenfalls durch molekulare „Reibung" zu erklären, bedeutet, auf die magnetischen Eigenschaften übertragen, Hysterese. Es soll untersucht werden, ob ein Parallelismus zwischen hysteretischer und elastischer Nachwirkung besteht.

Auch darüber, wie man sich den reibungsähnlichen Vorgang denken könnte, der die Ursache der Hysterese ist, sollen wenigstens einige Worte gesagt werden, die im Zusammenhange mit dem Vorhergehenden stehen.

Man kann die WILHELM WEBERsche Theorie ungezwungen dahin erweitern, daß durch den Einfluß eines Feldes nicht nur Richtung der Molekularmagnete stattfindet, sondern auch Verstärkung der einzelnen Molekularmagnete. Diese Verstärkung würde in einer Entfernung der molekularen Pole voneinander bestehen; die letzteren kann man sich unter Umständen ruckweise nachgebend denken; der Zustand bei Feldverstärkung vor einem solchen Ruck bedeutet dann Hysterese; und der Ruck selbst bedeutet Verwandlung von magnetischer in thermische Molekularenergie in dem Augenblicke, in dem er erfolgt. Auch hier sieht man wieder, daß komplizierterer Bau der Molekeln diese reibungsähnlich wirkenden „Rucke" begünstigen wird.

Endlich gewinnen manche der vorstehenden Anschauungen noch größere Bestimmtheit, wenn man mit F. RICHARZ[1]) annimmt, daß der molekulare Magnetismus auf dem Vorhandensein rotierender elektrischer Elementarquanten beruht. Dann könnte ein und dieselbe Molekel magnetisierbar oder nicht magnetisierbar sein, je nachdem infolge konstitutiver innerer Änderungen derselben einzelne der elektrischen Elementarquanten, die sie enthält, rotieren oder nicht.

Zum Schlusse sei nochmals darauf hingewiesen, daß es ein Fehler wäre, diese theoretischen Erörterungen für sicher zu halten, bevor zahlreiche andere Untersuchungen eine breitere

[1]) F. RICHARZ, Sitzungsberichte d. Niederrhein. Gesellschaft Bonn 47, 113, 114, 1890 u. ff. Wied. Ann. 52, 410, 1894.

und festere Grundlage zum Aufbau einer Theorie geschaffen haben. Sie sollen nur eine Erklärungsmöglichkeit darlegen.

Diese fast völlig hysteresefreien Legierungen bieten die Möglichkeit, sicherer als bisher die theoretischen Schlußfolgerungen zu prüfen, die man anknüpfen kann an reversible Prozesse mit mehreren unabhängigen Variablen, von denen eine die magnetische Feldstärke ist. Versuche in dieser Richtung sollen demnächst im hiesigen Physikalischen Institute ausgeführt werden.

Marburg i. H., den 8. Januar 1908.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Telegraphie ohne Draht.

Von

Augusto Righi,

Professor an der Universität Bologna

und

Bernhard Dessau,

Professor an der Universität Perugia.

Zweite vervollständigte Auflage. — Mit 312 Abbildungen.

Preis geh. ℳ 15.—, geb. ℳ 16.50.

Die zweite Auflage des Buches über drahtlose Telegraphie von A. Righi und B. Dessau, welche hiermit dem Publikum dargeboten wird, weist gegen die erste mannigfache Veränderungen und Erweiterungen auf. Der Grundcharakter des Buches, welches eine dem großen Kreise der allgemein gebildeten Leser zugängliche und doch zugleich gründliche Darstellung des wissenschaftlich und technisch gleich interessanten Gebietes gewähren soll, ist auch in der neuen Auflage derselbe geblieben wie früher. Aber schon in dem theoretischen Teil mußte der kurze Abschnitt, welcher in der ersten Auflage den Elektronen gewidmet war, zu einem besonderen Kapitel erweitert werden; zu dem Kapitel über Kohärer und Antikohärer, welches auf Grund der neueren Forschungen ergänzt wurde, gesellten sich zwei neue Abschnitte über den magnetischen und den elektrolytischen Wellenindikator. Die weitestgehende Umgestaltung hat naturgemäß der dritte, der Technik der drahtlosen Telegraphie gewidmete Teil erfahren. Hier galt es, Veraltetes auszumerzen und dafür dem zahlreichen Neuen, wie z. B. den Mitteln zur Übertragung von Signalen auf große Entfernungen, dem heutigen Stande der abgestimmten Telegraphie und den Versuchen über gerichtete Telegraphie, den gebührenden Platz anzuweisen. Dementsprechend ist auch der Umfang gerade dieses Teiles bedeutend angewachsen. Ein Anhang enthält die gesetzlichen und administrativen Bestimmungen, sowie die Beschlüsse der Berliner Konferenz über drahtlose Telegraphie; ein Nachtrag ist einer während des Druckes bekannt gewordenen Erfindung des dänischen Ingenieurs Poulsen gewidmet, welche für die weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie von der größten Bedeutung zu werden verspricht.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.
(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe ist nur direkt von uns zu beziehen.

☞ Diesem Hefte ist beigegeben: Ein Prospekt aus dem Verlage von **B. G. Teubner** in **Leipzig** und **Berlin**, betr. ***Wüllners* Lehrbuch der Experimentalphysik.** Sechste Auflage. Erster Band.

Jahrg. 6 *Heft 3*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 24. Januar 1908. 33

H. Erfle, Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe. (Vorgelegt in der Sitzung vom 10. Januar 1908.) 35

Br. Glatzel, Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen. Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908; eingegangen am 30. Januar 1908.) 54

A. Byk, Zur Berechnung photochemischer Reaktionen. Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908.) 67

Erich Regener, Über Zählung der α-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums. Vorläufige Mitteilung. (Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Februar 1908.) 78

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 39. — II. Akustik. S. 41. — III. Physikalische Chemie. S. 41. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 43. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 46. — VI. Wärme. S. 47. — VII. Kosmische Physik. S. 49.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Lehrbuch der Physik.

Von **O. D. Chwolson,**

Prof. ord. an der Kaiserl. Universität zu St. Petersburg.

Erster Band. Einleitung. — Mechanik. — Einige Meßinstrumente und Meßmethoden. — Die Lehre von den Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern. Übersetzt von **H. Pflaum,** Oberlehrer in Riga. Mit 412 Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 12 ℳ, geb. 14 ℳ

Zweiter Band. Lehre vom Schall (Akustik). — Lehre von der strahlenden Energie. Übersetzt von **H. Pflaum.** Mit 658 Abbildungen und 3 Stereoskopbildern. gr. 8. Preis geh. 18 ℳ, geb. 20 ℳ

Dritter Band. Die Lehre von der Wärme. Übersetzt von **E. Berg.** Mit 259 Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 16 ℳ, geb. 18 ℳ

Vierter Band. Erste Hälfte. Preis geh. 16 ℳ, geb. 18 ℳ

Lehrbuch der Physik

von **Andrew Gray,**

Professor der Physik an der Universität Glasgow.

Autorisierte deutsche Ausgabe von

Dr. Felix Auerbach,

Professor an der Universität Jena.

Erster Band. **Allgemeine und spezielle Mechanik.** Mit 400 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 20 ℳ, geb. 21 ℳ

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

10. Jahrg. 15. Februar 1908. Nr. 3.

Sitzung vom 24. Januar 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **A. Byk** spricht
zur Berechnung photochemischer Reaktionen.

Ferner berichtet Hr. **R. Pohl**
über die MARXsche Methode zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen
(nach gemeinsam mit Hrn. **J. Franck** angestellten Versuchen),
worauf Hr. **E. Marx** entgegnet.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dipl.-Ing. L. HEIS, Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule München, Mozartstr. 23.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ERFLE.)

Hr. Prof. Dr. AUGUST BECKER, Heidelberg, Bergstr. 70 und
Hr. Prof. Dr. F. POCKELS, Heidelberg, Bergstr. 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. MÜLLER.)

Hr. Dr. AYAO KUWAKI, Charlottenburg 2, Uhlandstr. 194.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Hr. Dr. FRITZ GRÜNBAUM, Charlottenburg, Cauerstr. 35.
(Vorgeschlagen durch Hrn. G. GEHLHOFF.)

Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe;

von H. Erfle.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 10. Januar 1908.)

(Vgl. oben S. 18.)

§ 1. Einleitung.

Nachdem KUNDT[1]) und WINKELMANN[2]) beim Natriumdampf und beim Kaliumdampf die anomale Dispersion qualitativ nachgewiesen hatten, gelang es H. BECQUEREL[3]), Messungen der anomalen Dispersion des Natriumdampfes auszuführen. Und seit den BECQUERELschen Untersuchungen ist eine Reihe von Arbeiten[4]) erschienen, welche erstens das Auftreten der anomalen Dispersion an vielen Linien von Metalldämpfen (bei geeigneten Versuchsbedingungen!) nachwiesen, und zweitens einen mehr oder weniger tiefen Einblick in die dabei auftretenden quantitativen Verhältnisse gaben. Das Resultat dieser Untersuchungen ist: Geht man von einer Absorptionslinie, welche anomale Dispersion zeigt, aus nach der Seite der kleineren Wellenlängen, so gelangt man zu Brechungsexponenten kleiner als 1; auf der Seite der größeren Wellenlängen sind die Brechungsexponenten größer als 1. Alle diese Arbeiten zeigten, daß quantitative Bestimmungen der ano-

[1]) A. KUNDT, Wied. Ann. **10**, 321—325, 1880.

[2]) A. WINKELMANN, Wied. Ann. **32**, 439—442, 1887.

[3]) H. BECQUEREL, C. R. **127**, 899—904, 1898 u. **128**, 145—151, 1899.

[4]) W. H. JULIUS, Phys. ZS. **2**, 348—353, 357—360, 1901; Astrophys. Journ. **25**, 95—115, 1907 und zahlreiche andere Arbeiten. — R. W. WOOD, Phil. Mag. (6) **3**, 128—144, 359, 360, 1902 u. **8**, 293—324, 1904. — H. EBERT, Astr. Nachr. **155**, 177—182, 1901; **162**, 193—196, 1903; **164**, 65—78, 1903; Phys. ZS. **4**, 473—476, 1903; BOLTZMANN-Festschrift, S. 448—454, 1904; Vierteljahrsschr. d. astron. Ges. **41**, 246—261, 1906. — L. PUCCIANTI, Mem. d. Soc. d. Spettr. Ital. **33**, 133—138, 1904; Cim. (5) **9**, 1—85, 1905; Reale Acc. d. Lincei (5) **6**, 27—35, 1906; Phys. ZS. **8**, 463—471, 1907. — LUMMER und PRINGSHEIM, Phys. ZS. **4**, 430—431, 1903. — FRANZ SCHÖN, Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen, Jenaer Diss. 1907 (Auszug im November- und Dezemberheft der ZS. f. wissenschaftl. Photographie). — E. PRINGSHEIM, Arch. d. Mathematik u. Physik (3) **4**, 316—330, 1902. — J. HARTMANN, Astr. Nachr. **175**, 341—368, 1907.

malen Dispersion der Metalldämpfe schon außerhalb der Absorptionsstreifen sehr schwierig, im Absorptionsstreifen selbst praktisch fast unmöglich sind. Ich will daher hier zeigen, welche Folgerungen die Dispersionstheorien, und zwar die von DRUDE, PLANCK und LORENTZ, bezüglich der Dispersion und Absorption eines Metalldampfes im Innern und in der Umgebung eines Absorptionsstreifens ergeben. Veranlaßt wurde ich zu dieser theoretischen Untersuchung durch eine Bemerkung, die WOOD bei der Darstellung seiner Messungen am Natriumdampf durch die SELLMEIERsche Dispersionsformel machte.

§ 2. Bemerkung zu den Arbeiten von R. W. Wood und Fr. Schön.

R. W. WOOD[1]) benutzt bei seinen absoluten Bestimmungen der Dispersion des Natriumdampfes bei 644° zur Darstellung seiner Messungen die Dispersionsformel[2])

$$n^2 = 1 + \frac{m\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \qquad 1)$$

und bemerkt[3]), daß auf der blauen Seite der Absorptionslinie (d. h. für $\lambda < \lambda_k$) bei genügend kleiner Differenz $|\lambda^2 - \lambda_k^2|$ imaginäre n folgen würden. Wie ich nachher zeigen werde, ergeben sich keine imaginären n mehr, wenn man zur Vornahme von Berechnungen bei kleiner Differenz $|\lambda^2 - \lambda_k^2|$ die vollständigen Dispersionsformeln benutzt, in denen auch noch die „Reibungskonstanten" g_k und der Extinktionsindex[4]) $\varkappa$ bzw. der Extinktionsmodul $\varkappa' = n\varkappa$ vorkommen. Die Formel 1), ebenso die allgemeinere Formel

$$n^2 = 1 + \sum \frac{m_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \qquad 2)$$

---

[1]) R. W. WOOD, Phil. Mag. (6) 8, 293—324, 1904.

[2]) Spezialfall der von mir mit 2) bezeichneten SELLMEIER-KETTELER-HELMHOLTZschen Dispersionsformel.

[3]) WOOD, l. c., S. 322; vgl. auch Lord KELVIN, Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light, S. 176—184. (London 1904.) Nach 1) ist für $\lambda = \lambda_k : n^2 = \pm\infty$.

[4]) Bezeichnung „Extinktionsindex" und „Extinktionsmodul" nach KAYSERS Handbuch der Spektroskopie 3, 15, 1905. Der Extinktionsmodul $n\varkappa$ ist dadurch definiert, daß ein im Medium fortschreitender Strahl von der auf das Vakuum bezogenen Wellenlänge λ nach Zurücklegung der Strecke λ auf den Bruchteil $e^{-4\pi n\varkappa}$ seiner Intensität gekommen ist.

für mehrere Absorptionsstreifen gilt ja bekanntlich nur für Spektralbereiche, in denen $\varkappa\varkappa$ klein gegen ε ist. m_h ist die Dielektrizitätskonstante der $h$ten Elektronengattung, $1+\Sigma m_h$ die Dielektrizitätskonstante der Substanz für die gleiche Temperatur, bei der die Brechungsindices n (Wellenlängen λ) gemessen wurden.

Nach der DRUDEschen Theorie[1]) ist die Dielektrizitätskonstante der $h$ten Elektronengattung

$$m_h = \mathfrak{N}_h \vartheta_h = \mathfrak{N}_h \lambda_h^2 \cdot \frac{e_h^2}{\pi m_h}. \qquad 3)$$

ϑ_h ist die „Beweglichkeit" eines Elektrons der $h$ten Gattung, $\mathfrak{N}_h$ die Zahl der Elektronen der Gattung h in 1 ccm, λ_h die Wellenlänge der Eigenschwingung dieser Elektronen, e_h die elektromagnetisch gemessene Ladung und m_h die Masse eines Elektrons.

Wie man aus 3) erkennt, ist m_h nach der DRUDEschen Dispersionstheorie immer positiv[2]).

Ich erwähne dies hier ausdrücklich, weil SCHÖN in seiner Dissertation für die Dämpfe von Lithium, Kalium, Thallium, Silber negative m_h gefunden hat. m_h ist durch die von SCHÖN mit D_m und λ_m bezeichneten Konstanten bestimmt:

$$m_h = \frac{D_m}{\lambda_m^2}. \qquad 4)$$

Daß SCHÖN negative m_h (d. h. auch D_m) findet, rührt offenbar davon her, daß bei seinen Messungen die Lage der brechenden Kante des Dampfprismas unbekannt war. Für Lithium zeigte jedoch SCHÖN, daß auch eine Darstellung seiner Messungen durch positives D_m möglich ist und auch für Natrium und Rubidium fand er D_m positiv, wie es nach der Theorie auch sein muß, denn negative m_h haben nach der Dispersionstheorie keinen Sinn. Wie auch schon SCHÖN[3]) bemerkte, wurde D_m jedesmal dann negativ, wenn der von ihm mit a bezeichnete Proportionalitäts-

[1]) Vgl. den Auszug aus meiner Dissertation in Ann. d. Phys. (4) 24, 675, 678, 679, 1907. Für $m_h = 55 \cdot 10^{-6}$ folgt aus 3) mit $\frac{e_h^2}{\pi m_h} = 5{,}4 \cdot 10^{-14}$: $\mathfrak{N}_h = 10^{+18}$ (bei $\lambda_h = 589 \cdot 10^{-7}$).

[2]) Auch nach der PLANCKschen Dispersionstheorie; vgl. nachher § 4.

[3]) FR. SCHÖN, Diss., S. 60 oben.

faktor negativ war. Aus der von SCHÖN getroffenen Festsetzung des Vorzeichens von $y - y_0$ [1]) geht mit Benutzung der Gleichung [2])

$$a(n-1) = y - y_0 \qquad 5)$$

hervor, daß bei negativem a auf der roten Seite einer Absorptionslinie (d. h. $\lambda > \lambda_k$) die Brechungsexponenten kleiner als 1 wären, was sicher nicht der Fall ist. Denn wenn SCHÖN $y - y_0$ positiv annimmt [1]) für $\lambda > \lambda_k$, so müßte bei negativem a auch $n - 1$ negativ oder n kleiner als 1 sein. SCHÖN hätte also zur Darstellung seiner Messungen nur Konstantensysteme mit positivem a und positivem D_m, d. h. auch positivem m_k zulassen sollen. Der von SCHÖN [3]) für Natriumdampf bei 588,29 $\mu\mu$ angegebene Brechungsexponent 0,194 ist wohl der kleinste bei Dämpfen beobachtete Brechungsexponent und 1,781 bei 590,06 $\mu\mu$ der größte bei Dämpfen beobachtete Brechungsexponent. SCHÖN berechnet [4]), daß die Dichte des von ihm untersuchten Natriumdampfes etwa 68 mal größer ist als die Dichte des Natriumdampfes, den WOOD bei seinen absoluten Messungen benutzt hat. Man kann diesen Vergleich der Dichten auch in folgender Weise durchführen: WOOD fand für die Summe [5]) der Dielektrizitätskonstanten der den beiden D-Linien entsprechenden Elektronengattungen $55 \cdot 10^{-6}$, d. h. als mittleren Wert für eine dieser Gattungen $27{,}5 \cdot 10^{-6}$, während ich aus den von SCHÖN [6]) angegebenen Konstanten D_1 und D_2 als mittleren Wert von m_k finde: $1765 \cdot 10^{-6}$. Da nach 3) die Dielektrizitätskonstante m_k einer Elektronengattung [7]) der Dichte proportional (d. h. proportional $\mathfrak{N}_k$) ist, so ist das Verhältnis der Dichten $1765 : 27{,}5 = 64$, also nahe der von SCHÖN gefundenen Zahl.

In § 3 werde ich zeigen, was für beispiellos große Werte des Brechungsexponenten n und des Extinktionsmoduls $n\varkappa$ in

---

[1]) l. c., S. 59.
[2]) l. c., S. 62 unten.
[3]) l. c., S. 69.
[4]) l. c., S. 95—97.
[5]) WOOD, l. c., S. 322.
[6]) SCHÖN, l. c., S. 68.
[7]) λ_k wird bei diesem Vergleich der Dichten als von der Dichte unabhängig angenommen; in Wirklichkeit ändert sich λ_k etwas mit der Dichte; vgl. H. ERFLE, Ann. d. Phys. (4) 24, 682—689, 1907.

einem Absorptionsstreifen bei einem Metalldampf und bei gasförmigen Körpern überhaupt vorkommen, und zwar gehe ich aus von den DRUDEschen Dispersionsformeln[1]), welche mit den von VOIGT[2]) angegebenen identisch sind.

§ 3. Folgerungen aus der Drudeschen Dispersionstheorie.

Die Elektronentheorie in der von DRUDE gegebenen Form liefert die Dispersionsformeln[3]):

$$n^2 - \varkappa'^2 = n^2(1-\varkappa^2) = 1 + \sum_h \frac{m_h(\lambda^2 - \lambda_h^2)\lambda^2}{(\lambda^2-\lambda_h^2)^2 + g_h^2\lambda^2} \qquad 6)$$

und

$$2n\varkappa' = 2n^2\varkappa = \sum_h \frac{m_h g_h \lambda^3}{(\lambda^2-\lambda_h^2)^2 + g_h^2\lambda^2}, \qquad 7)$$

n, $\varkappa$, $n\varkappa = \varkappa'$, λ, m_h, λ_h wurden schon in § 2 definiert. Die „Reibungskonstante" g_h hängt mit dem im Reibungsglied der Bewegungsgleichung des Elektrons (der Gattung h) vorkommenden Koeffizienten r_h zusammen durch den Ausdruck[3]):

$$g_h = \frac{c}{2} r_h \vartheta_h, \qquad 8)$$

wo $c = 3.10^{10}$ cm/sec.

Der Unterschied zwischen festen und flüssigen Körpern einerseits und Gasen und Dämpfen andererseits besteht in der verschiedenen Größenordnung von m_h[4]) bzw. g_h. Bezüglich der Verschiedenheit des m_h bei beiden Körperklassen verweise ich auf meine im Juli in den Ann. d. Phys. erschienene Arbeit[4]). Um auch die Größenordnung von g_h bei Dämpfen, was sich aus Dispersionsmessungen schwer bestimmen läßt, zu ermitteln, habe ich das folgende Verfahren benutzt:

---

[1]) Abgeleitet aus Formel 18) in DRUDES Lehrbuch der Optik, 2. Aufl. 1906, S. 368.

[2]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) 6, 461, 1901 und der Auszug aus meiner Diss. in den Ann. d. Phys. (4) 24, 688, 1907.

[3]) Vgl. H. ERFLE, Ann. d. Phys. (4) 24, 676, 1907.

[4]) Die verschiedene Größenordnung von m_h ist bedingt durch die Verschiedenheit der Größenordnung von $\mathfrak{N}_h$; vgl. die Größen $\mathfrak{N}_\nu$, ϑ_ν in meiner Arbeit in den Ann. d. Phys. (4) 23, 594—598, 1907.

Bei festen und flüssigen Körpern ist g_k von der Größenordnung 10^{-6} cm nach HESSE, PULFRICH, PFLÜGER und KETTELER. Nach DRUDE[1]) ist r_k in Gasen und Dämpfen von der Größenordnung 10^{+1} [cm^{-3} sec^{+1}] und nach meinen Rechnungen[2]) für feste und flüssige Körper von der Größenordnung 10^{+6} [cm^{-3} sec^{+1}], also 10^5 mal größer. Daraus folgt, daß bei gleichem ϑ_k[3]), d. h. bei gleicher Eigenwellenlänge λ_k, die Größen g_k sich verhalten wie die „Reibungskoeffizienten" r_k. Hieraus ergibt sich für g_k bei Gasen und Dämpfen die Größenordnung $10^{-6} \cdot 10^{-5} = 10^{-11}$ cm, d. h. $10^{-7}\,\mu$, $10^{-4}\,\mu\mu$.

Nachdem nun die Größenordnung von g_k bekannt ist, betrachte ich die Dispersion und Absorption eines Metalldampfes unter Zugrundelegung der Formeln:

$$A = n^2(1-\varkappa^2) = 1 + \frac{m_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2 + \frac{g_k^2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}}. \qquad 9)$$

$$B = 2n\varkappa' = 2n^2\varkappa = \frac{m_k g_k \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_k^2)^2 + g_k^2 \lambda^2}. \qquad 10)$$

9) und 10) folgen aus 6) und 7), wenn nur eine Elektronengattung vorhanden ist. Sind mehrere Elektronengattungen vorhanden, dann gilt die folgende von 9) und 10) ausgehende Betrachtung immer noch, aber dann nur in der Nähe und im Absorptionsstreifen λ_k, in dem man den Verlauf von n und $\varkappa$ untersuchen will.

---

[1]) P. DRUDE, Lehrb. der Optik, 2. Aufl., S. 524—527, 1906; auch S. 382.

[2]) H. ERFLE, Ann. d. Phys. (4) 23, 595, Anm. 1, 1907 [Gleichung $g_k = \frac{c}{2} r_k \vartheta_k$, wo $\vartheta_k = 5{,}4 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda_k^2$ und $\lambda_k^2 = 0{,}4 \cdot 10^{-8}$ qcm]. Für festes Cyanin ist nach PFLÜGER g_k 0,019 bis 0,037 μ (Wied. Ann. 65, 209, 210, 1898), für Cyaninlösungen nach KETTELER (Wied. Ann. 12, 517, 1881) $g_k^2 = 0{,}00231$, d. h. $g_k = 0{,}048\,\mu$, für Cyaninlösungen nach C. PULFRICH (Wied. Ann. 14, 214, 1881) $g_k = 0{,}046\,\mu$, für Lösungen von Anilinblau nach PULFRICH (l. c., S. 216) $g_k = 0{,}114$ und $0{,}107\,\mu$, für Lösungen von Anilinblau und von Cyanin nach HESSE (Wied. Ann. 11, 901—904, 1880) $g_k = 0{,}037$ bis $0{,}085\,\mu$.

[3]) $\vartheta_k = \lambda_k^2 \cdot \frac{e^2}{\pi m}$, wo e die elektromagnetisch gemessene Ladung und m die Masse des Elektrons. Man kann auch g_k direkt aus 8) berechnen mit $r_k = 10$.

Zur Rechnung (vgl. die folgende Tabelle und die Zeichnung S. 45) nach 9) und 10) benutze ich die Konstanten:

$$\lambda_h = 589{,}00\,\mu\mu,\ m_h = 0{,}000055\ ^1),\ g_h = 10^{-4}\,\mu\mu.$$

Da m_h nach 3) immer positiv ist, ebenso g_h, so ist A nach 9) positiv und größer als 1 für $\lambda > \lambda_h$, dagegen $A < 1$, eventuell negativ für $\lambda < \lambda_h$, während B nach 10) immer positiv ist. Daraus und aus [2])

$$n^2 = \tfrac{1}{2}\,(+\sqrt{A^2+B^2}+A), \qquad 11)$$

$$x = \frac{+\sqrt{A^2+B^2}-A}{B} \qquad 12)$$

folgt, daß n^2 positiv ist für $\lambda \gtrless \lambda_h$, selbst dann noch, wenn bei $\lambda < \lambda_h$ A eventuell negativ wird, da doch $+\sqrt{A^2+B^2}-A$ positiv bleibt, d. h. n bleibt immer reell.

Speziell für $\lambda = \lambda_h$ wird [3])

$$A = 1,\ B = \frac{m_h \cdot \lambda_h}{g_h} = \frac{55 \cdot 10^{-6} \cdot 589}{10^{-4}} = 324.$$

Aus 11) und 12):

$$n^2 = \tfrac{1}{2} \cdot 325 = 162{,}5;\ x = 0{,}997.$$

$$n = 12{,}75.$$

Ein so hoher Wert für n ist bei festen und flüssigen Körpern wegen der größeren Werte g_h ($10^{+1}\,\mu\mu = 10^{-6}$ cm) überhaupt nicht möglich (ausgenommen der Fall, daß m_h sehr groß, etwa $m_h = 10$, $g_h = 10\,\mu\mu$). Tatsächlich sind auch im sichtbaren und ultravioletten Spektrum die größten bei festen Körpern ge-

[1]) Wood fand, daß die Formel 1) mit $m_h = 0{,}000055$ seine Messungen sehr gut darstellte; er ersetzte also die zwei Absorptionslinien D_1 und D_2 des Natriumdampfes durch eine (Wood, l. c., S. 319—322). Ich habe m_h gleich dem von Wood gefundenen m gesetzt, betrachte aber zur Vereinfachung den Idealfall eines Metalldampfes mit nur einem Absorptionsstreifen 589,00 $\mu\mu$. m_h ist natürlich für die verschiedenen Absorptionslinien der Metalldämpfe auch verschieden.

[2]) 11) und 12) folgen aus $n^2 = \frac{A}{1-x^2}$ und $Bx^2 + 2Ax - B = 0$.

11) und 12) sind angegeben in Winkelmanns Handb., 2. Aufl., 6, 1324, 1906.

[3]) Wäre g_h größer als $10^{-4}\,\mu\mu$, etwa $10^{-3}\,\mu\mu$, dann wird für $\lambda = \lambda_h$ dementsprechend B und auch n, x kleiner. Außerdem ist g_h bzw. r_h für die einzelnen Absorptionslinien eines Dampfes wahrscheinlich verschieden groß. Solche Unterschiede könnten aber nur gefunden werden aus Messungen der Absorption bei $\lambda = \lambda_h$.

messenen Werte von n 5,17 und 4,49 nach DRUDE[1]), für Antimonglanz (bei Na-Licht), 4,99 nach KUNDT[2]) für ein Gemenge von Platin und Platinoxyd bei rotem Licht und die von HORN[3]) bestimmten Brechungsexponenten des Bleiglanzes:

4,015 für C bis 3,383 für G[4]).

Aber nicht nur abnorm große Brechungsexponenten n folgen aus 9) und 10) für Metalldämpfe, sondern auch sehr kleine Brechungsexponenten n: das Minimum von n ist

$$0{,}00475 \text{ für } \lambda = 588{,}988\,\mu\mu.$$

Dieser Wert für n kommt in der Größenordnung dem von DRUDE[5]) am flüssigen Natrium für Natriumlicht beobachteten Brechungsexponenten 0,0045 gleich. $n = 0{,}00475$ entspricht einer Phasengeschwindigkeit[6]) gleich dem 211fachen der Lichtgeschwindigkeit c (im Vakuum).

$n^2(1-\varkappa^2)$ wird ein Maximum bzw. ein Minimum, wenn[7])

$$\lambda_1^2 = \lambda_k^2 \cdot \frac{1}{1-g_k/\lambda_k} \text{ bzw. } \lambda_2^2 = \lambda_k^2 \cdot \frac{1}{1+g_k/\lambda_k}; \qquad 13)$$

d. h. $\lambda_1^2 = \lambda_k^2(1+1{,}7\,.\,10^{-7})$ bzw. $\lambda_2^2 = \lambda_k^2(1-1{,}7\,.\,10^{-7})$.

Die strengen Bedingungen 13) für das Maximum und Minimum von $n^2(1-\varkappa^2)$ können durch die Näherungsgleichungen 13a) ersetzt werden:

---

[1]) P. DRUDE, Wied. Ann. 34, 523, 1888.

[2]) A. KUNDT, Wied. Ann. 34, 485, 1888.

[3]) G. HORN, Neues Jahrb. f. Mineralogie, Beilagebd. 12, 330, 331, 1898; auch P. DRUDE, Wied. Ann. 36, 532, 1889, hat bei Bleiglanz für Natriumlicht $n = 4{,}30$ an einer und 4,18 an einer zweiten Fläche gemessen.

[4]) Im ultraroten Spektrum kommen bei einigen Flüssigkeiten sehr große Brechungsexponenten vor, z. B. bei Wasser ist $n_\infty = 9$.

$$(= \sqrt{1+\Sigma m_k.})$$

[5]) P. DRUDE, Wied. Ann. 64, 160, 1898, findet für flüssiges Natrium bei Natriumlicht $n = 0{,}0045$, $n\varkappa = 2{,}61$, $\varkappa = 580$ und gibt S. 161 an, daß n sicher kleiner ist als 0,054.

[6]) Über den Unterschied zwischen „Phasengeschwindigkeit" und „Signalgeschwindigkeit", vgl. A. SOMMERFELD, diese Verh. 9, 642—643, 1907.

[7]) λ_1 ist im allgemeinen reell, da selbst bei festen und flüssigen Körpern immer noch g_k höchstens die Größenordnung $10^{+1}\,\mu\mu$ erreicht. λ_1 würde dagegen imaginär, wenn z. B. $g_k = 10\,\mu\mu$, aber dabei λ_k sehr klein ($< 10\,\mu\mu$) wäre. Es ist allerdings fraglich, ob für sehr kleine λ (nahe bei 0) die Dispersionstheorien überhaupt noch gelten. (Hierzu PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 479.)

$$\lambda_1^2 - \lambda_k^2 = +\lambda_k \cdot g_k \text{ und } \lambda_2^2 - \lambda_k^2 = -\lambda_k \cdot g_k, \qquad 13a)$$

aus denen für das Minimum von $n^2(1-\varkappa^2)$ der Wert

$$1 - \frac{m_k \cdot \lambda_k}{2 g_k} = -161$$

und für das Maximum $1 + \frac{m_k \cdot \lambda_k}{2 g_k} = 163$

folgt, wo B in beiden Fällen

$$= \frac{m_k \cdot \lambda_k}{2 g_k}.$$

Die folgende Tabelle zeigt, daß in dem kleinen Intervall zwischen $(589 - 0{,}5 \cdot 10^{-4})\,\mu\mu$ und $(589 + 0{,}5 \cdot 10^{-4})\,\mu\mu$ $A = n^2(1-\varkappa^2)$ von -161[1]) auf $+163$ springt.

324 ist angenähert der Maximalwert von $B = 2n\varkappa'$, der für eine Wellenlänge erreicht wird, die[2]) praktisch fast mit λ_k zusammenfällt für so kleines g_k, wie es bei Dämpfen vorkommt.

Die folgende Fig. 1 (S. 45) gibt eine Darstellung der Dispersion in dem Spektralbereich 588,95 bis 589,05 $\mu\mu$; das Minimum von n ist nicht gleich 0, sondern gleich dem in der Tabelle angegebenen Wert 0,00475 (für $\lambda = 589 - 0{,}012\,\mu\mu$).

Außerdem geht aus der Tabelle hervor, daß in dem kleinen Spektralbezirk von 588,99 bis 589,00 $\mu\mu$ die Dispersion des Metalldampfes sehr viel größer ist als bei irgend einem festen oder flüssigen Körper, z. B. auch viel größer als die des festen Fuchsins, dessen Exponenten nach PFLÜGER[3]) von 0,83 auf 2,64 wachsen zwischen 461 und 589 $\mu\mu$.

Ferner fällt der große Extinktionsmodul $n\varkappa = 13{,}9$ auf (für $\lambda = 589 - 5 \cdot 10^{-5}\,\mu\mu$), der viel größer ist als sämtliche bei festen Metallen[4]) erhaltenen Werte des Extinktionsmoduls; der bei diesen beobachtete größte Extinktionsmodul scheint der für Zink (bei Na-Licht) gefundene zu sein: $n\varkappa = 5{,}48$.

[1]) Auch bei den festen Metallen, bei denen fast immer $\varkappa > 1$, ist $n^2(1-\varkappa^2)$ negativ, vgl. z. B. P. DRUDE, Phys. ZS. 1, 161—165, 1900. Dagegen wird beim festen Cyanin nach PFLÜGER, Wied. Ann. 65, 228, 1898, $\varkappa$ nicht größer als 0,51. (PFLÜGER gibt $\varkappa' = n\varkappa$ an.)

[2]) Die Bedingung für das Maximum von B ist nämlich: $(\lambda^2 - \lambda_k^2)(\lambda^2 + 3\lambda_k^2) = g_k^2 \lambda^2$ oder $(\lambda^2 + \lambda_k^2)^2 = 4\lambda_k^4 + g_k^2 \lambda^2$; hieraus $\lambda = \lambda_k + 2 \cdot 10^{-12}\,\mu\mu$.

[3]) A. PFLÜGER, Wied. Ann. 56, 424, 1895.

[4]) Man vergleiche z. B. $n\varkappa$ für feste Metalle nach DRUDE in WINKELMANNS Handb., 2. Aufl., 6, 1309, 1906; auch S. 1296, Anm. 7.

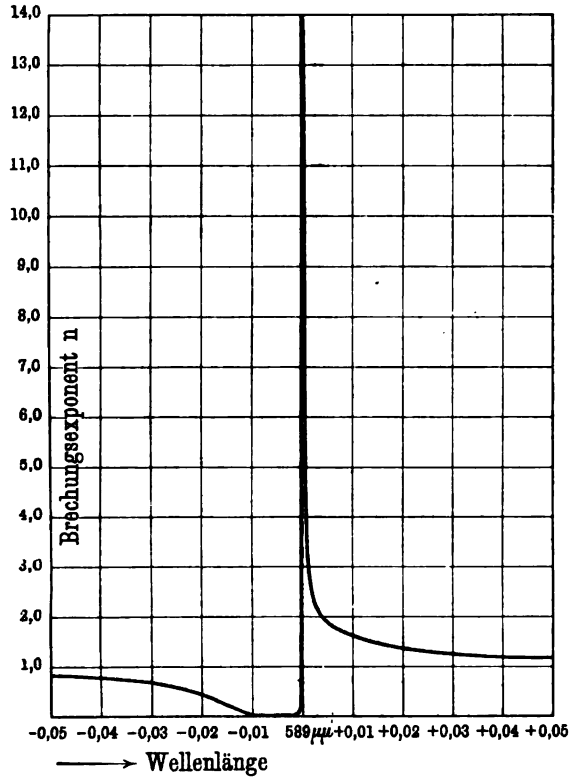
Brechungsexponent n, Extinktionsindex $\varkappa$, Extinktionsmodul $\varkappa' = n\varkappa$ nach 9) und 10) im Intervall 588,95 bis 589,05 $\mu\mu$ [1]).

λ in $\mu\mu$	$A = n^2(1-\varkappa^2)$	$B = 2n^2\varkappa$	n^2	$\varkappa$	n	$\varkappa' = n\varkappa$
0	1	0	1	0	1	0
400	0,999 953	$13{,}75 \cdot 10^{-12}$	0,999 953	$6{,}9 \cdot 10^{-12}$	0,999 976	$6{,}9 \cdot 10^{-12}$
588,95	0,676 7	$0{,}32 \cdot 10^{-3}$	0,676 7	$0{,}24 \cdot 10^{-3}$	0,823	$0{,}20 \cdot 10^{-3}$
588,96	0,594 1	$0{,}51 \cdot 10^{-3}$	0,594 1	$0{,}43 \cdot 10^{-3}$	0,771	$0{,}33 \cdot 10^{-3}$
588,97	0,454 9	$0{,}92 \cdot 10^{-3}$	0,454 9	$1{,}01 \cdot 10^{-3}$	0,674	$0{,}68 \cdot 10^{-3}$
588,98	0,205 0	$1{,}95 \cdot 10^{-3}$	0,205 0	$4{,}76 \cdot 10^{-3}$	0,453	$2{,}16 \cdot 10^{-3}$
588,988	— 0,325	$5{,}42 \cdot 10^{-3}$	$22{,}6 \cdot 10^{-6}$	120	0,004 75	0,57
588,99	— 0,590	$7{,}80 \cdot 10^{-3}$	$25{,}8 \cdot 10^{-6}$	151	0,005 1	0,77
588,992 05	— 1,037	$12{,}8 \cdot 10^{-3}$	$39{,}5 \cdot 10^{-6}$	162	0,006 3	1,02
$589 - 5 \cdot 10^{-5}$	— 161	162	33,5	2,401	5,79	13,9
589,00	1	324	162,5	0,997	12,75	12,71
$589 + 5 \cdot 10^{-5}$	163	162	196,5	0,414	14,02	5,80
589,01	2,590	$7{,}80 \cdot 10^{-3}$	2,590	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	1,609	$2{,}41 \cdot 10^{-3}$
589,02	1,829 6	$2{,}12 \cdot 10^{-3}$	1,829 6	$0{,}58 \cdot 10^{-3}$	1,353	$0{,}78 \cdot 10^{-3}$
589,03	1,545 2	$0{,}92 \cdot 10^{-3}$	1,545 2	$0{,}3 \cdot 10^{-3}$	1,243	$0{,}37 \cdot 10^{-3}$
589,04	1,406 0	$0{,}51 \cdot 10^{-3}$	1,406 0	$0{,}18 \cdot 10^{-3}$	1,186	$0{,}21 \cdot 10^{-3}$
589,05	1,323 5	$0{,}32 \cdot 10^{-3}$	1,323 5	$0{,}12 \cdot 10^{-3}$	1,150	$0{,}14 \cdot 10^{-3}$
800	1,000 120	$32{,}8 \cdot 10^{-12}$	1,000 120	$16{,}4 \cdot 10^{-12}$	1,000 060	$16{,}4 \cdot 10^{-12}$
∞	1,000 055	0	1,000 055	0	1,000 027 5	0

[1]) Ist B klein relativ zu A, dann gilt bei positivem A: $n^2 = A$, $\varkappa = \frac{B}{2A}$. Ist B klein relativ zu $|A|$, wo A negativ, dann ist $n^2 = \frac{B^2}{4|A|}$, $\varkappa = \frac{2|A|}{B}$, $n\varkappa = \sqrt{|A|}$. Wenn $|A|$ oder auch A klein relativ zu B, dann ist $n^2 = \frac{1}{2}(A+B)$, $\varkappa = 1 - \frac{A}{B}$.

Allerdings wird die direkte Messung einer so großen Dispersion und Absorption, wie sie hiernach in unmittelbarer Nähe der Absorptionslinien der Metalldämpfe auftreten kann, fast unmöglich sein, wie ja überhaupt eine quantitative Bestimmung der Dispersion und noch mehr der Absorption der Metalldämpfe sehr schwierig ist.

Fig. 1.



Ehe ich zu meinen Folgerungen aus den PLANCKschen Dispersionstheorien übergehe, will ich noch auf eine Besonderheit im Verlauf des Maximums des Brechungsexponenten und des Extinktionsmoduls hinweisen:

Beim Maximum des Brechungsexponenten n ist der Verlauf der Kurve auf der Seite der längeren Wellen weniger steil als auf der Seite der kürzeren, während beim Maximum der Kurve

des Extinktionsmoduls nx die Seite der längeren Wellen die steilere ist. Dieser Verlauf ist aus der nach den DRUDEschen Formeln berechneten Tabelle zu ersehen, folgt aber auch nach PLANCK aus der PLANCKschen Dispersionstheorie [1]).

§ 4. Folgerungen aus der Planckschen Dispersionstheorie.

Da die Voraussetzungen der PLANCKschen Dispersionstheorie am besten für gasförmige Körper zutreffen [2]), so ist die Anwendung derselben auf einen Metalldampf von besonderem Interesse. Würde man die PLANCKsche Theorie auch auf feste und flüssige Körper anwenden, so würden sich etwas andere Folgerungen bezüglich der Eigenwellenlänge und der Absorption überhaupt ergeben als nach der DRUDEschen Dispersionstheorie [3]). Jedenfalls ist die Dispersionstheorie von LORENTZ und die von PLANCK strenger als die von DRUDE [4]).

---

[1]) M. PLANCK, Berl. Ber. 1905, S. 390.

[2]) Derselbe, ebenda 1903, S. 480 u. 1905, S. 382, 386 oben.

[3]) Derselbe, ebenda 1903, S. 490—492 und DRUDES Lehrb. d. Optik, 2. Aufl., S. 368—371, 376 unten, 1906. Das Maximum von nx liegt nach der PLANCKschen Theorie (Berl. Ber. 1903, S. 486 oben; vgl. hierzu Anm. 1, S. 48, § 4 meiner Arbeit) dicht bei $\lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}$, wo g der Dichte proportional ist, und verschiebt sich dementsprechend bei einer Änderung der Dichte. Auch nach der DRUDEschen Dispersionstheorie liegt das Maximum von nx dicht bei λ_h, wie man aus dem von mir S. 48 angegebenen Vergleich der DRUDEschen mit den PLANCKschen Formeln erkennt. Nach der LORENTZ-PLANCKschen Theorie verschiebt sich λ_h nach dem Gesetz $\lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}$, während die Abhängigkeit des λ_h von der Dichte nach der DRUDEschen Dispersionstheorie zunächst unbestimmt ist, aber aus der Veränderung von $\frac{n^2-1}{d}$ mit der Dichte (vgl. meine Diss., S. 25—40 und Ann. d. Phys. (4) 24, 682—689, 1907) gefolgert werden kann. Es ergibt sowohl die LORENTZ-PLANCKsche als die DRUDEsche Theorie (bei Gasen und Flüssigkeiten) eine Verschiebung der Wellenlänge λ_h des Absorptionsmaximums nach Seite der längeren Wellen mit wachsender Dichte. Eine Entscheidung zwischen den Theorien von LORENTZ-PLANCK und DRUDE wäre möglich, sobald quantitative Messungen über die Änderung von λ_h mit der Dichte vorliegen; es müßten dann die beobachteten Änderungen von λ_h verglichen werden mit den aus $\frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}$ (λ_0 von der Dichte unabhängig) und den aus der DRUDEschen Theorie folgenden.

[4]) DRUDES Lehrb. d. Optik, 2. Aufl., S. 368, 1906.

Nach der PLANCKschen Dispersionstheorie gelten folgende Formeln für die Dispersion und Absorption[1]):

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 + \frac{\frac{3g}{1-g}\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)\lambda^2}{\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)^2 + \left\{\frac{\sigma\lambda_0}{\pi(1-g)}\right\}^2\lambda^2} \qquad 14)$$

$$2n^2\varkappa = 2n\varkappa' = \frac{\frac{3g}{1-g}\cdot\frac{\sigma\lambda_0}{\pi(1-g)}\cdot\lambda^3}{\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)^2 + \left\{\frac{\sigma\lambda_0}{\pi(1-g)}\right\}^2\lambda^2} \qquad 15)$$

Hierin ist λ_0 die Wellenlänge der Eigenschwingung des einzelnen isoliert gedachten Resonators[2]), σ das als klein vorausgesetzte logarithmische Dekrement der Schwingungsamplitude eines einzelnen isolierten Resonators[3]), g eine Größe kleiner als 1, welche bestimmt ist durch den Ausdruck:

$$g = \frac{\sigma N \lambda_0^3}{4\pi^3}, \qquad 16)$$

N die Anzahl der Moleküle in 1 ccm, $\Gamma = \sigma\lambda_0/\pi$ ist unter gewissen Voraussetzungen eine π universelle Konstante[4]), nämlich

$$\Gamma = 2\pi\varrho, \qquad 17)$$

wo ϱ der Radius des kugelförmig gedachten Elektrons (mit Oberflächenladung) ist. Mit $\varrho = 10^{-13}$ cm wird die Größenordnung[5]) von $\Gamma = 10^{-12}$ cm.

---

[1]) Abgeleitet aus der von PLANCK in den Berl. Ber. 1902, S. 488 angegebenen Formel. $\varkappa$ bei PLANCK wurde in meiner Arbeit durch die Bezeichnung $n\varkappa = \varkappa'$ ersetzt.

[2]) M. PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 490, Formel 28); Berl. Ber. 1903, S. 483 oben. Durch die Bedingung $g < 1$ ist der Verteilungsdichtigkeit N der Moleküle von vornherein eine gewisse obere Grenze gesetzt. (PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 486 und 1903, S. 486 unten.)

[3]) M. PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 476 (§ 1), 485 und 491 oben und 1903, S. 483.

[4]) PLANCK gibt Berl. Ber. 1902, S. 491 für die dort erwähnten Voraussetzungen die Gleichung: $\varrho = \frac{\sigma\lambda_0}{2\pi^2}$ an.

[5]) Diese Größenordnung von Γ hat schon NATANSON angegeben: L. NATANSON, Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie 1907, S. 316—354, bes. S. 324, 325 (dieselbe Arbeit in ZS. f. phys. Chem. 61, 321—355, 1907). NATANSON behandelt die Dispersionstheorien von LORENTZ, PLANCK

Durch Vergleich von 14) und 15) mit 9) und 10) erkennt man, daß

$$\frac{3g}{1-g}, \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}, \frac{\sigma\lambda_0}{\pi(1-g)} = \frac{\Gamma}{1-g} \text{ in 14) und 15)}$$

bzw. entsprechen

$$m_\lambda, \lambda_\lambda, g_\lambda \text{ in 9) und 10).}$$

Sobald also m_λ bekannt ist, kann die Konstante g der PLANCKschen Theorie bestimmt werden; aus diesem g und aus der Wellenlänge λ_λ des Maximums[1]) von πx kann λ_0 berechnet werden nach

$$\lambda_0 = \lambda_\lambda \cdot \sqrt{1-g} \qquad 18)$$

σ ist entweder durch die spezielle Voraussetzungen enthaltende Formel 17) $\frac{\sigma\lambda_0}{\pi} = 2\pi\varrho$ bestimmt oder kann aus 16) berechnet werden, sobald man außer g und λ_0 noch N kennt[2]).

Nach den vorhergehenden Bemerkungen erhält man aus den in § 3, S. 41 angegebenen Konstanten

$$m_\lambda = 0{,}000055 \text{ und } \lambda_\lambda = 589{,}00\,\mu\mu$$

die folgenden numerischen Werte für die Konstanten der PLANCKschen Theorie:

$$\text{Aus } m_\lambda = \frac{3g}{1-g} \text{ folgt } g = \frac{\frac{m_\lambda}{3}}{1+\frac{m_\lambda}{3}} = 1{,}8 \cdot 10^{-5}\text{; 18) ergibt}$$

$$\lambda_0 = \lambda_\lambda - 0{,}9 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda_\lambda = 588{,}9947\,\mu\mu.$$

$$\frac{\sigma\lambda_0}{\pi} = 10^{-12} \text{ ergibt } \sigma = 5{,}3 \cdot 10^{-8}.$$

---

und DRUDE, besonders eingehend die von H. A. LORENTZ, und gibt (§ 11, S. 327) einen übersichtlichen Vergleich zwischen den drei Dispersionstheorien.

[1]) Nach PLANCK ist die Wellenlänge λ_m des Maximums von πx (Berl. Ber. 1903, S. 485) bestimmt durch

$$\lambda_m^2 = \frac{\lambda_0^2}{1-g}\left(1 - \frac{\sigma}{\pi\sqrt{3(1-g)}}\right); \quad \lambda_m \text{ ist also nahe gleich } \lambda_\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}$$

[2]) PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 491 hat σ für $\lambda_0 = 8{,}31 \cdot 10^{-6}$ cm berechnet aus bekanntem N und g. Umgekehrt berechne ich mit den von mir für den betrachteten Metalldampf gefundenen Konstanten $\sigma = 5{,}3 \cdot 10^{-8}$ und $g = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ aus 16) unter der speziellen Voraussetzung 17) die Zahl $N = 2{,}1 \cdot 10^{17}$.

$\frac{g}{\sigma} = 340$; $\frac{\Gamma}{1-g}$ ist praktisch gleich $\Gamma = 10^{-12}$ cm.

Der allgemeine Verlauf von n und nx nach 14) und 15) ist der gleiche wie nach den DRUDEschen Formeln 9) und 10)[1]), da ja insbesondere auch die Größenordnung von $\Gamma = 10^{-12}$ cm ziemlich gut mit dem von mir nach der DRUDEschen Dispersionstheorie erhaltenen $g_h = 10^{-11}$ cm übereinstimmt. Nur die Werte für das Maximum von n und nx, sowie für das Minimum von n nach der PLANCKschen Dispersionstheorie differieren von den in der Tabelle (§ 3) angegebenen.

Nach den von PLANCK gegebenen Formeln[2]) ist das Minimum von $n = 0{,}00047$ (bei $\lambda = 588{,}988\,\mu\mu$); das Maximum von $n = 45{,}6$ (bei $\lambda = \lambda_h + 2{,}9 \cdot 10^{-6}\,\mu\mu$) und das Maximum von $nx = 45{,}6$ (bei $\lambda = \lambda_h - 2{,}9 \cdot 10^{-6}\,\mu\mu$).

Die Dispersion und Absorption in der Gegend von λ_h ist also nach der PLANCKschen Theorie noch größer als nach der DRUDEschen, da g_h nach der PLANCKschen Theorie $= 10^{-12}$ cm kleiner ist als g_h nach der DRUDEschen Theorie. Das Gebiet der metallischen Absorption (d. h. $nx \geqq 1$) erstreckt sich nach den PLANCKschen Formeln[3]) von 588,992 05 bis 589,000 $\mu\mu$.

---

[1]) Vgl. die Tabelle in § 3.

[2]) Für das Gebiet um λ_h ergibt die erste PLANCKsche Theorie (Berl. Ber. 1902, S. 470—494 und 1903, S. 490—498) genau den gleichen Verlauf von n und nx wie die zweite PLANCKsche Theorie, bei welcher an Stelle einer in der ersten Theorie benutzten Näherungsdifferentialgleichung die genaue Differentialgleichung benutzt wird (Berl. Ber. 1904, S. 740—750 und 1905, S. 382—394). Die Formel für das Minimum von n und dessen Wellenlänge findet man bei PLANCK, Berl. Ber. 1905, S. 388, die Formel für das Maximum von n und nx bei PLANCK, Berl. Ber. 1905, S. 389. Die Wellenlänge für das Maximum von nx wurde berechnet nach PLANCK, Berl. Ber. 1903, S. 485 und die Wellenlänge für das Maximum von n aus der bei PLANCK, Berl. Ber. 1905, S. 389 gegebenen Bedingung $\alpha = -\frac{\beta}{\sqrt{3}}$, aus welcher mit Vernachlässigung von Größen höherer Ordnung $\lambda^2 = \lambda_h^2\left(1 + \frac{\sigma}{\pi\sqrt{3}}\right)$ folgt.

[3]) Die „metallische Absorption" ist definiert durch einen Extinktionsmodul $nx > 1$; das Gebiet der metallischen Absorption erstreckt sich von $\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2}{1 + \frac{g}{2}}$ bis $\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2}{1-g}$, mit Vernachlässigung von Größen höherer

Aus der strengeren Form der PLANCKschen Dispersionstheorie[1]) leite ich das folgende Formelpaar ab:

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 - \frac{\frac{3g}{1-g}\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)\lambda^2}{\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)^2 + \frac{\Gamma^2\lambda^2}{(1-g)^2}\cdot\frac{\lambda_0^4}{\lambda^4}}. \qquad 19)$$

$$2n^2\varkappa = \frac{\frac{3g}{1-g}\cdot\frac{\sigma\lambda_0}{\pi(1-g)}\cdot\lambda^2}{\left(\lambda^2 - \frac{\lambda_0^2}{1-g}\right)^2 + \frac{\Gamma^2\lambda^2}{(1-g)^2}\cdot\frac{\lambda_0^4}{\lambda^4}}\cdot\left(\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right), \qquad 20)$$

wobei wie vorher $\Gamma = \frac{\sigma\lambda_0}{\pi}$.

Nach PLANCK ist bei seiner strengeren Theorie der Verlauf der Dispersionskurve im wesentlichen derselbe wie nach seiner 1902 aufgestellten Theorie [14) und 15)]. Dagegen differieren die mit 20) außerhalb des Absorptionsgebietes berechneten Werte des Extinktionsmoduls $n\varkappa$ stark von den nach 15) berechneten, weil in 20) der Faktor $\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}$ hinzugekommen ist, dessen Einfluß um so größer wird, je mehr $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ von 1 verschieden ist[2]).

Ordnung (PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 493, 494 und 1903, S. 486 und 1905, S. 394). Ich bemerke hierzu, daß die Grenze des Streifens metallischer Absorption nach Seite der längeren Wellen bei etwas größerem λ als $\frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}$ liegt. Man ersieht dies aus der in § 3 von mir gegebenen Tabelle und aus der von PLANCK, Berl. Ber. 1903, S. 485, angegebenen Formel für den Extinktionsmodul bei $\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2}{1-g}$.

[1]) Aus der Formel bei PLANCK, Berl. Ber. 1904, S. 747. In den Berl. Ber. 1905, S. 382—394 diskutiert PLANCK die normale und anomale Dispersion in nichtleitenden Medien auf Grund seiner strengeren Theorie, wobei er drei Fälle unterscheidet: $\frac{g}{\sigma}$ groß gegen 1, $\frac{g}{\sigma}$ klein, $\frac{g}{\sigma}$ von mittlerer Größe. Für den von mir betrachteten Fall ist $\frac{g}{\sigma}$ groß gegen 1 $\left(\frac{g}{\sigma} = 340\right)$.

[2]) Im Gebiet der normalen Dispersion ist nach der ersten PLANCKschen Theorie der Extinktionsmodul $n\varkappa$ (PLANCK gebraucht hierfür die Bezeichnung Extinktionskoeffizient $\varkappa$; Berl. Ber. 1902, S. 492 und 1903, S. 484):

$$n\varkappa = \frac{\sigma\lambda_0}{6\pi g\lambda}\,\frac{(n^2-1)^2}{n} = \frac{3\sigma g\lambda_0\lambda^3}{2\pi[\lambda^4(1-g) - \lambda_0^4]^{1/2}\cdot[\lambda^4(1+2g) - \lambda_0^4]^{1/2}},$$

Dagegen stimmen die Formeln 19) und 20) überein mit 14) und 15) im Absorptionsstreifen, da in diesem $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ sehr nahe gleich 1 ist.

Die PLANCKsche und die DRUDEsche Theorie stimmen also bezüglich der Dispersionskurve und der Absorptionskurve eines Metalldampfes im Absorptionsstreifen fast vollkommen überein.

Der Vollständigkeit halber habe ich auch noch untersucht, welchen Wert der Größe g_h in 9) und 10) die LORENTZsche Theorie der Dispersion und Absorption ergibt. Die LORENTZsche Theorie ist die allgemeinste und ist ebenso wie die PLANCKsche Theorie strenger[1]) als die DRUDEsche Theorie. Die bei NATANSON[2]) angegebenen Formeln für die Dispersion und Absorption nach der LORENTZschen Theorie, in welchen die Frequenz der Schwingungen $\left(= \frac{2\pi c}{\lambda}\right)$ vorkommt, habe ich auf die Form von 9) und 10) gebracht, welche die im Vakuum gemessenen Wellenlängen λ enthalten.

---

während nach der strengeren PLANCKschen Theorie für das Gebiet der normalen Dispersion die Ausdrücke gelten (Berl. Ber. 1904, S. 748 und 1905, S. 387):

$$nx = \frac{\sigma\lambda_0^2}{6\pi g\lambda^2}\,\frac{(n^2-1)^2}{n} = \frac{3\sigma g\lambda_0^2\lambda}{2\pi[\lambda^2(1-g)-\lambda_0^2]^{3/2}\cdot[\lambda^2(1+2g)-\lambda_0^2]^{1/2}}.$$

[1]) Wegen der Unterscheidung zwischen der elektrischen Feldstärke im Äther und der erregenden elektrischen Kraft. Ein Vergleich zwischen der LORENTZschen und der PLANCKschen Theorie findet sich z. B. bei PLANCK, Berl. Ber. 1902, S. 470—475, 490.

[2]) L. NATANSON, Bull. de l'Acad. d. Sciences de Cracovie 1907, S. 316—354, bes. S. 327, § 11, Gleichungen 1) bis 8). Für die von NATANSON mit F bezeichnete Größe berechne ich mit Berücksichtigung der Gleichung 23) meiner Arbeit:

$$F = \frac{4\pi^2c^2}{\lambda_0^2\lambda^2}\left\{1 + \frac{C^2\lambda_0^2}{4\pi^2c^2} - g(1+\sigma)\right\}(\lambda^2 - \lambda_h^2).$$

Die Konstante σ in den von mir mit 21), 22), 23) bezeichneten Gleichungen ist definiert bei NATANSON, l. c. S. 319, § 4, Gl. 3) nach LORENTZ. Über die Konstante C vgl. die Angaben von NATANSON, S. 325, 326, § 10 und S. 353, 354, § 27. Wie ich durch Vergleich der von NATANSON, S. 319, § 4, Formel 2), angegebenen Gleichung mit der von mir in Ann. d. Phys. (4) 24, 675, Gl. 3), 1907, nach DRUDE angegebenen Bewegungsgleichung eines Elektrons fand, kann man den „Reibungskoeffizienten" r_h der DRUDEschen Theorie folgendermaßen durch C und die elektrostatisch gemessene Ladung e ausdrücken:

$$r_h = 2C\cdot\frac{m}{e^2}.$$

m_λ, g_λ und λ_λ in 9) und 10) können nach meinen Rechnungen, die ich hier nicht ausführlich wiedergeben will, in folgender Weise durch die Konstanten der LORENTZschen Theorie ausgedrückt werden:

$$m_\lambda = \frac{3g}{1 - g(1+\sigma) + \frac{\lambda_0^2 C^2}{4\pi^2 c^2}}, \tag{21}$$

$$g_\lambda = \frac{C\lambda_0^2}{\pi c\left\{1 - g(1+\sigma) + \frac{\lambda_0^2 C^2}{4\pi^2 c^2}\right\}}, \tag{22}$$

$$\lambda_\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2}{1 - g(1+\sigma) + \frac{\lambda_0^2 C^2}{4\pi^2 c^2}}, \tag{23}$$

wobei

$$g = \frac{e^2 N \lambda_0^2}{3\pi m c^2} \quad (e \text{ hier elektrostatisch gemessen.}) \tag{24}$$

Für den Metalldampf, dessen Dispersion und Absorption ich betrachtet habe, ist C [1]) sicher kleiner als der von NATANSON angegebene Wert $\sqrt{90} \cdot 10^9\,\mathrm{sec}^{-1}$, woraus dann folgt nach 22), daß g_λ sicher kleiner ist als $35 \cdot 10^{-11}$ cm. Und dies stimmt mit der DRUDEschen und PLANCKschen Theorie überein.

§ 5. Zusammenfassung der Resultate.

An dem Beispiel eines Metalldampfes mit einem Absorptionsstreifen wurde gezeigt, daß sowohl nach der DRUDEschen als auch nach der PLANCKschen und LORENTZschen Theorie in den Absorptionsstreifen der Metalldämpfe der Brechungsexponent und der Extinktionsmodul Werte annehmen können, welche sämtliche bisher an festen und flüssigen Körpern beobachteten an Größe übertreffen. Außerdem können aber auch sehr kleine Brechungsexponenten (kleiner als 1) auftreten. Die Dispersion im Absorptionsstreifen übertrifft die Dispersion sämtlicher festen und flüssigen Körper. So springt z. B. nach der PLANCKschen Theorie

[1]) Nach NATANSON, l. c. S. 325, 326, § 10 ist $C = 2\sqrt{2}\,\pi M R^2 \alpha$ (α the modulus of velocity, M the number of molecules per unit volume R the radius of the molecular „sphere of action"). Die numerischen Werte bei NATANSON, l. c. S. 354, beziehen sich auf H_2 und CO_2 bei 0° und 760 mm.

der Brechungsexponent in dem kleinen Intervall von 588,988 $\mu\mu$ bis 589,00 + 2,9 . 10^{-6} $\mu\mu$ von 0,000 47 auf 45,6 und das Maximum des Extinktionsmoduls bei der Wellenlänge (589 — 2,9) 10^{-6} $\mu\mu$ ist 45,6 [1]).

[1]) Ein Extinktionsmodul $nx = 45{,}6$ bedeutet: Die Intensität des einfallenden Lichtes wird nach Durchlaufen der Strecke $\lambda = 589{,}00$ $\mu\mu$ auf das $1{,}10^{45,6}$ fache ihres ursprünglichen Wertes geschwächt. $nx = 13{,}9$ würde einem größeren Durchlässigkeitsfaktor entsprechen: $1/10^{7,6}$. Aber auch dieser ist verschwindend klein (für die Schichtdicke 589 $\mu\mu$!). Also schon für Schichtdicken von der Größenordnung 589 $\mu\mu$ ist die Intensität des durchgegangenen Lichtes von der Wellenlänge, welche genau dem Absorptionsmaximum des Dampfes entspricht, praktisch gleich Null.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 4. Januar 1908.

Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen;

von Br. Glatzel.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Febr. 1908; eingegangen am 30. Jan. 1908.)

(Vgl. weiter unten.)

Das Ziel zahlreicher neuerer Untersuchungen auf dem Gebiete der Erzeugung elektrischer Schwingungen ist ungedämpfte oder sehr schwach gedämpfte Wellen herzustellen. Zur Erreichung desselben sind die verschiedensten Wege vorgeschlagen worden. In der vorliegenden Arbeit, welche die Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen behandelt, wird zu diesem Zweck die von COOPER HEWITT angegebene Quecksilberfunkenstrecke benutzt. Mit ihrer Hilfe ist es nämlich möglich, den Fall der elektrischen Stoßerregung eines sekundären Schwingungskreises fast vollkommen zu verwirklichen. Die hierbei sich ergebenden Verhältnisse sind folgende:

In einem primären Erregerkreise wird Schwingungsenergie so erzeugt, daß sie sich nicht in Form einer mehr oder weniger stark abklingenden Schwingung ausgleicht, sondern so, daß die Schwingung sofort nach der ersten Viertelperiode wieder erlischt. Der sekundäre mit dem Erregerkreis gekoppelte Sendekreis erhält in diesem Falle nur einen einzigen kräftigen Anstoß. Er gerät infolgedessen in Schwingungen, welche gleich seinen Eigenschwingungen und ebenso wie diese gedämpft sind. Stellt man sich nun diesen sekundären Schwingungskreis mit einer sehr geringen Dämpfung her, was ja ohne Schwierigkeit möglich ist, da er keine Funkenstrecke enthält, so kann man auf diese Weise außerordentlich schwach gedämpfte Wellen erzeugen. Die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis kann in diesem Falle sehr eng gewählt werden, um die volle Stoßenergie in den Sekundärkreis zu übertragen, ohne daß eine Rückwanderung der

Energie stattfindet, da ja der primäre Kreis offen ist. Bei diesem idealen Falle der Stoßerregung ist eine Abstimmung der beiden Kreise weder mehr möglich noch erforderlich.

Auch die WIENsche Theorie der gekoppelten Kreise [1]) ergibt das gleiche Resultat. Nach dieser ist das Dekrement der in einem Sekundärkreis erzeugten Schwingung bei stark gedämpftem Erregerkreis

$$\delta_2 = \delta_{o_2} + \frac{\pi^2 k^2}{\delta_{o_1} - \delta_{o_2}},$$

wo δ_{o_1} und δ_{o_2} die Eigendämpfungen der beiden Kreise, k den Koppelungskoeffizienten bedeuten. Macht man nun, wie oben angegeben, die Dämpfung des Primärkreises ∞, so verschwindet das zweite Glied der Gleichung auch bei engster Koppelung, und man erhält im Sekundärkreis eine Schwingung von der Eigendämpfung δ_{o_2} dieses Kreises.

Die gewünschte Stoßerregung war nun entweder so zu versuchen, daß man künstlich den Primärkreis stark dämpft, etwa durch Einschalten von Widerstand [2]), oder aber einen Oszillator benutzt, welcher nicht imstande ist, die Oszillationen zu unterhalten. Diese letztere Bedingung erfüllt unter bestimmten Verhältnissen die Quecksilberfunkenstrecke [3]). Eine solche bleibt für den elektrischen Strom und damit auch für die Schwingungen nur so lange leitend, als durch den Strom noch genügende Mengen Quecksilberdampf entwickelt werden, welche die Gasstrecke ausfüllen und leitend machen. Sinkt die Stromstärke unter ein gewisses Maß, so daß die Elektroden nicht mehr kräftig genug erhitzt werden, so hört die Entwickelung der Quecksilberdämpfe auf und die Funkenstrecke verliert fast augenblicklich ihre Leitfähigkeit. Die Funkenstrecke setzt erst dann wieder ein, wenn sie von neuem gezündet wird. Die erforderliche Zündspannung ist außerordentlich abhängig von dem Vakuum und ändert sich innerhalb sehr weiter Grenzen. Die bei meinen Vakuumfunkenstrecken

[1]) M. WIEN, Wied. Ann. 61, 151, 1897. In der obigen Gleichung sind die neuerdings von WIEN benutzten übersichtlicheren Bezeichnungen gewählt.

[2]) M. WIEN, Phys. ZS. 9, 49, 1908.

[3]) Wie mir in den letzten Tagen von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) mitgeteilt wurde, ist dieses Verfahren auch in deren Laboratorium auf Anregung von A. RENDAHL ausprobiert worden und bildet den Gegenstand einer demnächst zu veröffentlichenden Patentanmeldung.

benötigten Zündspannungen lagen zwischen 2000 und 8000 Volt, wobei das verwendete Vakuum vor Inbetriebsetzung der Funkenstrecken durchschnittlich 0,0003 mm betrug. Um nun dem Falle der Stoßerregung so nahe wie möglich zu kommen, muß man dafür sorgen, daß die Stromstärke in der Quecksilberfunkenstrecke, bzw. ihr quadratischer Mittelwert, schnell unter den erforderlichen Mindestbetrag sinkt. Dies läßt sich z. B. durch starke Energieentziehung bei enger Koppelung des Primär- und Sekundärkreises erreichen, und soll im folgenden eingehender untersucht werden.

Eine Bemerkung über das Verschwinden der Leitfähigkeit in einer Quecksilberlampe bzw. Funkenstrecke möge an dieser Stelle noch angefügt werden, obwohl die hierüber schwebenden Untersuchungen zurzeit noch nicht zum Abschluß gelangt sind. Wenn man von besonderen Anordnungen absieht, so ist es nicht möglich, eine Quecksilberlampe mit Wechselstrom etwa von 50 Perioden zu brennen, da stets in dem Augenblick, in welchem der Strom durch Null geht, die Lampe erlischt, weil der Gasraum seine Leitfähigkeit verliert. Die Zeit, welche bis zum völligen Verschwinden der Leitfähigkeit vergeht, ist eine sehr kurze, insbesondere im Verhältnis zu der Änderungsgeschwindigkeit der Momentanwerte des Stromes bei 50 Perioden und Sinusform; der Strom hat noch nicht wieder einen genügend hohen Wert erreicht, wenn die Leitfähigkeit bereits verschwunden ist. Eine langsame Stromschwingung kann also nie in der Lampe bestehen bleiben. Ganz anders dagegen liegen die Verhältnisse bei den schnellen Schwingungen. Bei diesen ist die Rückkehrzeit der Leitfähigkeit gegenüber der Änderungsgeschwindigkeit der Momentanwerte des Stromes und der Periodenzahl ziemlich groß; infolgedessen hat der Strom bereits wieder einen genügend hohen Wert erreicht, bevor die Leitfähigkeit vollkommen verschwunden ist, die Lampe erlischt nicht. Daher können auch in einer Quecksilberlampe in diesem Falle stets Schwingungen bestehen. Ein Erlöschen der Lampe tritt hier erst dann ein, wenn infolge der Dämpfung der Schwingungen der quadratische Mittelwert des Stromes unter den erforderlichen Mindestwert gesunken ist. Eine andere Erklärung für das Bestehen schneller Schwingungen, bei welcher man keine Trägheit der Lampe anzunehmen braucht, wäre die, daß in jeder Halbperiode Neuzündungen eintreten.

Welche von beiden Anschauungen die richtige ist, konnten die bisherigen Beobachtungen mit dem GEHRCKEschen Glimmlichtoszillographen noch nicht sicher entscheiden.

Bevor ich nun zu den Versuchen in den Schwingungskreisen selbst übergehe, mögen einige Bemerkungen über die Konstruktion der verwendeten Quecksilberfunkenstrecken vorausgeschickt werden.

Die Konstruktion der Funkenstrecken.

Im Prinzip war die Form der Vakuumfunkenstrecken dieselbe, wie sie bereits COOPER HEWITT angegeben: An eine größere Kühlkammer von 180 mm Durchmesser waren unten die beiden mit Quecksilber gefüllten Elektrodengefäße angesetzt. Die ersten Funkenstrecken, welche ich benutzte, waren aus gewöhnlichem Thüringer Glas hergestellt. Es zeigte sich jedoch bald, daß derartige Röhren bereits nach kurzer Betriebszeit, insbesondere bei starker Strombeanspruchung, so hart wurden, daß keine Entladungen mehr hindurchgingen. Als wesentlich konstanter in bezug auf das Vakuum erwiesen sich Funkenstrecken, welche vollständig aus Bleiglas hergestellt waren. Allerdings änderten sie sich ebenfalls bei längerer Betriebsdauer, jedoch wurden sie im Gegensatz zu den Funkenstrecken aus Thüringer Glas dauernd weicher. Im allgemeinen dürfte es sich daher empfehlen, für Quecksilberfunkenstrecken stets Bleiglas zu verwenden. Um diese für längeren Betrieb brauchbar zu machen, habe ich sie dann noch mit einer Vakuumregulierung versehen, weil auch die Vergrößerung der Kühlkammer in bezug auf die Konstanz des Vakuums wenig Erfolg zeitigte. Von den zahlreichen bei Röntgenröhren benutzten Regulierungen erwies sich keine als besonders zweckmäßig, insbesondere durfte keine Vorrichtung, welche Aluminiumelektroden enthielt, verwendet werden, da das Quecksilber sich mit dem Aluminium zu einem weißen, faserigen Körper verband, welcher das Quecksilber in den Elektrodengefäßen verunreinigte. Als günstigste Vakuumregulierung dieser Art erwies sich ein dünner Kohlestift in Platinfassung als Anode und ein Platinblech als Kathode. Beide befanden sich in einer kleinen Nebenröhre und wurden nach Bedarf mit den entsprechenden Polen in Verbindung gebracht. Die Kohle gibt dann, zum Teil wohl infolge der Er-

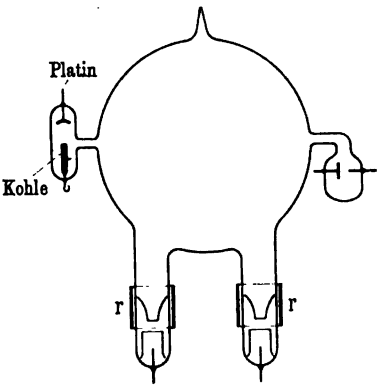
wärmung durch den Strom, Luft ab, das eventuell zum Glühen gebrachte Platinblech nimmt dieselbe auf. Eine andere günstigere, weil weitgehende, Vakuumregulierung bestand darin, daß mit der Kühlkammer ein nach DEWAR mit Kokosnußkohle gefülltes Gefäß in Verbindung gebracht wurde. Erwärmte man dieses, so wurde Luft frei, kühlte man es mit flüssiger Luft ab, so wurde Luft absorbiert und das Vakuum stieg. Natürlich ist diese Art der Vakuumregulierung im allgemeinen nur im Laboratorium anwendbar, leistet aber stets dann angenehme Dienste, wenn man sich von der dauernden Verwendung einer Quecksilberluftpumpe frei machen will.

Eine dritte Methode zur Regulierung des Entladungspotentials der Quecksilberfunkenstrecke wird weiter unten beschrieben werden.

Neben der starken Änderung des Vakuums mit längerer Betriebszeit zeigte sich an den Röhren auch noch folgender Nachteil:

Die Entladung in der Funkenstrecke geht stets von einem Punkte der Quecksilberoberfläche, ihrem Fußpunkte, aus. Ist das Quecksilber vollkommen rein, so springt die Entladung fortwährend auf der ganzen Oberfläche herum. Erwärmt sich nun die Röhre mehr und mehr infolge des Stromdurchganges, so bilden sich insbesondere an der Berührungslinie von Glaswandung und Quecksilber Verunreinigungen, was zur Folge hat, daß der Fußpunkt der Entladung sich sofort an einer solchen Stelle festsetzt und dauernd dort verbleibt. Nach kurzer Zeit ist das Glas an dieser Stelle so stark erhitzt, daß es entweder springt oder schmilzt. Um nun einerseits dieses Zerstören der Glaswandung zu verhindern, andererseits auch ein häufiges Erneuern der Quecksilberoberfläche zu ermöglichen, habe ich die in Fig. 1 dargestellte Anordnung gewählt, welche sich bisher recht bewährt hat[1]) und auch eine für

Fig. 1.



[1]) Der Glasbläser KESSLER, Charlottenburg, Marchstr. 11, fertigt diese Quecksilberfunkenstrecken an.

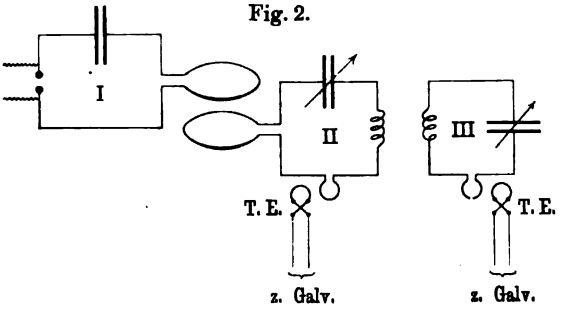
Meßzwecke gute Konstanz der Energie der Funkenstrecke für längere Zeit gewährleistet. In die Elektrodengefäße sind kleine Becher eingeschmolzen, in deren Inneres der Zuführungsplatindraht hineinragt. Etwas oberhalb der Becher befinden sich kleine Trichter, welche seitlich an der Wand noch ein Loch haben. Will man nun das Quecksilber in die Becher der Elektrodengefäße hineinbringen, so kippt man zunächst die Röhre um; das Quecksilber fließt zum Teil durch die Trichter, zum Teil durch die seitlichen Öffnungen in die Kühlkammer und kann dann von dort durch Zurückkippen in der gewünschten Menge in die Becher der Elektrodengefäße hineingebracht werden. Dieses Verfahren wiederholt man, sobald eine Erneuerung der Oberfläche des Quecksilbers erforderlich ist.

Derartige Funkenstrecken hatte ich oft wochenlang in Betrieb, ohne daß sie zerstört wurden. Allerdings bietet selbst die obige Anordnung, deren Zweck natürlich auch durch andere Formen der Elektrodengefäße erreicht werden kann, beim Durchsenden sehr großer Energiemengen, wie es z. B. in der Praxis der drahtlosen Telegraphie geschieht, keine durchaus sichere Gewähr gegen ein Zerspringen der Röhren.

Versuchsanordnung.

Die Quecksilberfunkenstrecke befand sich in einem Primärkreis I, welcher je nach Bedarf induktiv oder galvanisch mit dem

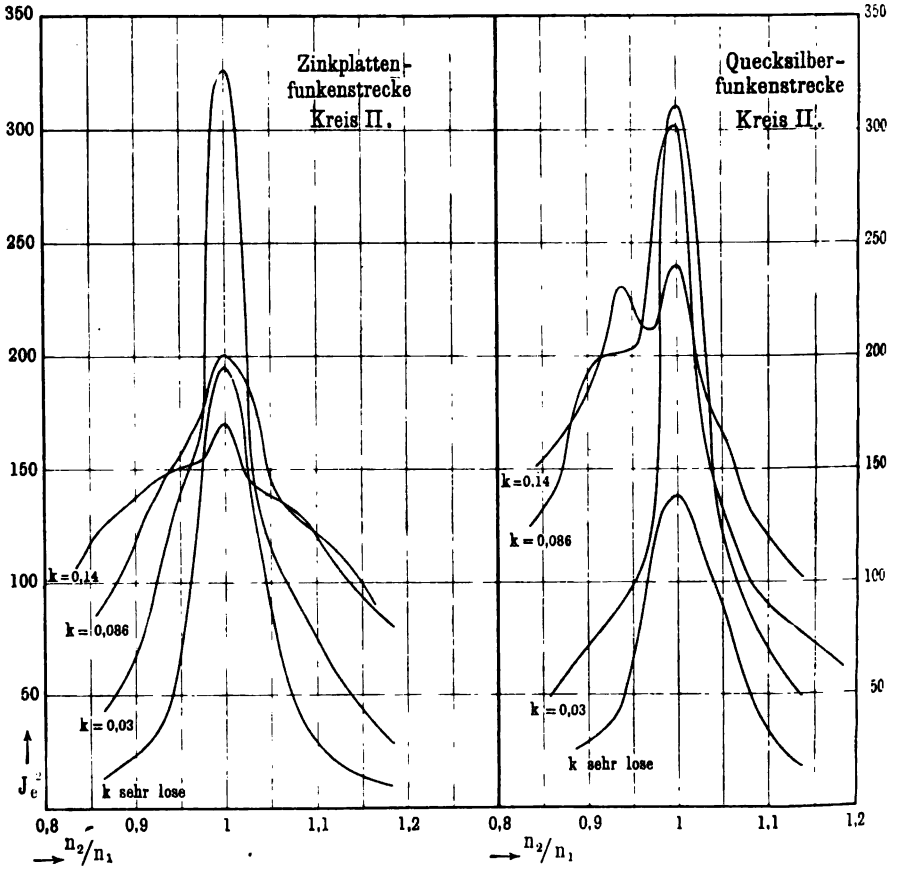
Fig. 2.



zweiten Kreise, der einen regulierbaren Plattenkondensator mit Paraffinölfüllung enthielt, gekoppelt wurde. Die Koppelung beider Kreise I und II konnte innerhalb weiter Grenzen verändert werden. Zur Feststellung der Zahl und des Verlaufs der Wellen in

den gekoppelten Kreisen I und II wurde ein mit II sehr lose gekoppelter Meßkreis III benutzt. In den Kreisen II und III befanden sich induktiv gekoppelt je ein empfindliches Thermo-

Fig. 3.



element, das seinerseits wieder mit einem DEPREZ-Spiegelgalvanometer von SIEMENS und HALSKE in Verbindung stand. Die Quecksilberfunkenstrecke konnte auch durch eine Zinkplattenfunkenstrecke ersetzt werden. Die Aufnahme der Resonanzkurven, welche in der üblichen Weise mittels der Kreise II und III erfolgte, geschah stets bei den einzelnen Koppelungen nacheinander für die beiden Funkenstrecken, um deren verschiedenes Verhalten darzulegen.

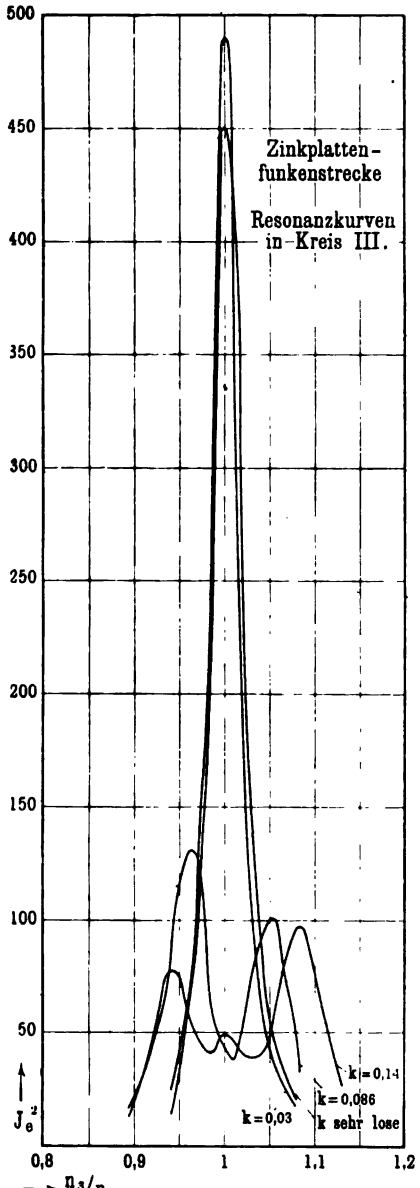
Fig. 3 gibt den Verlauf der Resonanzkurven, aufgenommen mit Kreis II für magnetische Koppelung der Kreise I und II. Aus den Kurven folgt zunächst in bezug auf die Energieaufnahme des Kreises II, daß es wie für die Luftfunkenstrecke, so auch für die Quecksilberfunkenstrecke eine günstigste Koppelung gibt ($K = 0{,}03$). Diese ist ungefähr dann erreicht, wenn gerade im Kreise II zwei Wellen auftreten. Bei einer weiteren Verstärkung der Koppelung ergibt sich wieder eine schwache Verringerung der Energieaufnahme, während die Form der Resonanzkurven stark verzerrt wird, so daß bei $k = 0{,}14$ sogar zwei Maxima auftreten. Aus der Tatsache des Vorhandenseins einer günstigsten Koppelung geht hervor, daß im Kreise I doch noch einige Oszillationen auftreten, der Kreis also nicht sofort nach dem ersten Anstoß geöffnet wird. Auch der Umstand, daß sich mit Kreis II überhaupt Resonanzkurven aufnehmen lassen, zeigt, daß die Quecksilberfunkenstrecke noch keine ganz reine Stoßerregung gibt. Entsprechend ergaben die Beobachtungen mit dem Glimmlichtoszillographen [1]) folgendes:

Bei loser Koppelung der Kreise I und II war eine größere Anzahl Oszillationen in I zu beobachten. Je enger dann die Koppelung gemacht und je mehr Energie durch Kreis II entnommen wurde, um so geringer wurde die Zahl der Oszillationen und um so kürzer damit auch die Zeit, welche vom Einsetzen der Oszillationen bis zur Öffnung des Kreises I verging.

Über die im Kreise II entstehenden Schwingungen geben nun Fig. 4 und 5 Aufschluß. Diese mit dem Meßkreis III aufgenommenen Resonanzkurven lassen das gänzlich andere Verhalten einer Quecksilberfunkenstrecke im Vergleich zu einer Luftfunkenstrecke deutlich hervortreten. Es sind wiederum für die verschiedenen Koppelungen zwischen den Kreisen I und II die Resonanzkurven angegeben. Bei sehr loser Koppelung ist bei beiden Funkenstrecken im Kreise II nur eine einzige Welle vorhanden. Verstärkt man nun die Koppelung, so treten bei der Luftfunkenstrecke, wie es auch der Theorie entspricht, zwei Wellen im Kreise II auf, deren Schwingungszahlen immer weiter auseinander-

[1]) Dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen des Herrn H. Diesselhorst von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt war es mir möglich, diese Beobachtungen mit dem dortigen Glimmlichtoszillographen vorzunehmen.

Fig. 4.



rücken. Die Quecksilberfunkenstrecke dagegen ergibt wenigstens bei den bisher von mir verwendeten engsten Koppelungen stets nur eine einzige Welle. Ihre Dämpfung ist nahezu konstant und gleich der Eigendämpfung des Kreises II, eine Tatsache, welche wiederum durch die Beobachtungen mit dem Glimmlichtoszillographen ihre Bestätigung fand. In Übereinstimmung mit obigem konnten auch bei engster Koppelung nie Schwebungen beobachtet werden, wie sie z. B. bei Luftfunkenstrecken stets auftreten [1]).

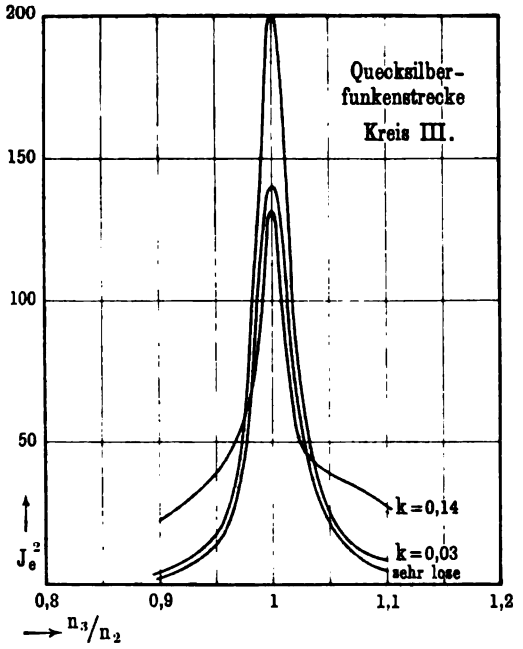
Die gleichen Resultate ergaben die Messungen bei galvanischer Koppelung, bei welcher es möglich war, zu noch größeren Koppelungskoeffizienten zu kommen ($k = 0{,}24$). Bei diesen habe ich dann auch neben dem Hauptmaximum der Resonanzkurve noch zwei ganz schwache Nebenmaxima erhalten, welche den beiden Wellen bei der Luftfunkenstrecke entsprachen, so daß diese letzteren sich also bei sehr enger Koppelung auch

[1]) H. Diesselhorst, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 318—320, 1907.

bei der Quecksilberfunkenstrecke, wenn auch außerordentlich schwach, bemerkbar machen. Die Hauptwelle hatte wiederum eine Dämpfung nahezu gleich der Eigendämpfung des Kreises II.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich also, daß die Quecksilberfunkenstrecke die Möglichkeit bietet, die volle Schwingungsenergie eines primären Kreises auf einen sekundären Sendekreis zu übertragen, so, daß sie sich in dem letzteren mit der Eigendämpfung

Fig. 5.



dieses Kreises ausschwingt. Die von dem Sendekreis in den Raum gesandten elektrischen Wellen besitzen daher ebenfalls eine sehr schwache Dämpfung und eignen sich in besonders hohem Maße für die Verwendung in der drahtlosen Telegraphie. Hierzu kommt dann noch die Eigenschaft der Quecksilberfunkenstrecke, eine wesentlich größere Zahl von Partialentladungen zu geben, so daß infolgedessen auch die ausgesandte Energiemenge gegenüber derjenigen bei einer Luftfunkenstrecke beträchtlich höher ist.

Für Messungen, welche die Ermittelung der Eigendämpfung einer Quecksilberfunkenstrecke zum Ziel haben, ergibt sich ferner als erste Vorbedingung, daß dem primären Kreise durch den Meßkreis keine nennenswerte Energie entzogen werden darf, weil hierdurch die Zahl der primären Oszillationen und damit die scheinbare Dämpfung der Funkenstrecke verändert wird. Es ist sehr wohl möglich, daß sich auf die nicht genügend strenge Beachtung dieser Tatsache die zum Teil sich widersprechenden Angaben verschiedener Forscher über die Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke zurückführen lassen. Die Dämpfung bei stärkeren Koppelungen aber, welche ja nach den obigen Untersuchungen für die Erzeugung schwach gedämpfter Wellen von weit größerem Interesse ist, läßt sich durch Aufnahme von Resonanzkurven nicht mehr recht bestimmen. Man wird daher hierfür zweckmäßiger zu der von DIESSELHORST angegebenen photographischen Aufnahme des Schwingungsverlaufes mit dem GEHRCKEschen Glimmlichtoszillographen übergehen.

Es mögen ferner einige Messungen mitgeteilt werden, welche den Einfluß eines elektrostatischen Feldes auf das Entladepotential in der Quecksilberfunkenstrecke darstellen:

Um den geraden Teil der Elektrodengefäße wurden außen zwei in den Vertikalen geschlitzte Messingringe *rr* (Fig. 1) herumgelegt. Dieselben konnten durch Verschieben mit ihrer Unterkante der Oberfläche des Quecksilbers genähert oder von derselben entfernt werden. Es wurden dann mit einem BRAUNschen Elektrometer die Entladungspotentiale für den Eintritt von Schwingungen gemessen:

I. wenn beide Außenbelegungen *rr* miteinander verbunden,

II. wenn sie auf dasselbe Potential wie die zugehörige Quecksilberelektrode,

III. wenn sie auf das entgegengesetzte Potential wie die zugehörige Elektrode geladen waren.

Die nachfolgende Tabelle ergibt die in den verschiedenen Fällen gemessenen Potentiale:

A. wenn der untere Rand der Außenbelegung sich in gleicher Höhe mit der Quecksilberoberfläche,

B. wenn derselbe in einem Abstand von etwa 2 mm sich befand.

A	B
I 2100 Volt	I 2100 Volt
II 3400 „	II 2850 „
III 1250 „	III 1500 „

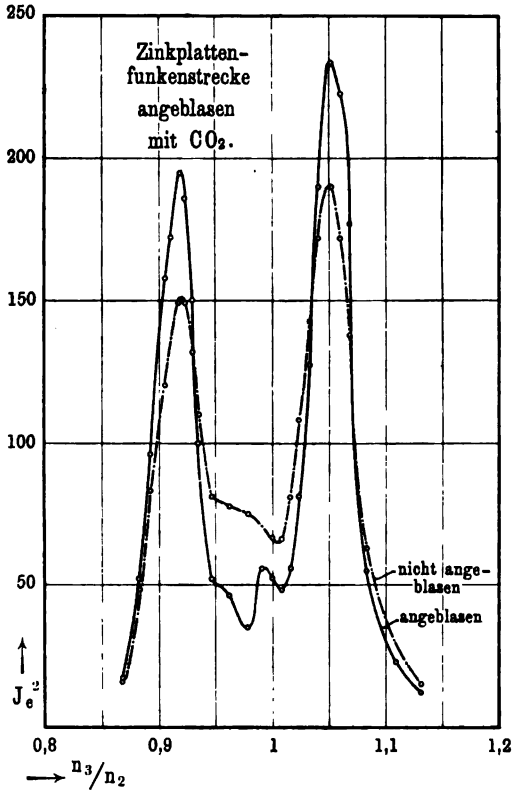
Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, das Entladungspotential einer Quecksilberfunkenstrecke innerhalb ziemlich weiter Grenzen zu verändern. Trifft man dann noch zu diesem Zwecke die Anordnung so, daß die Außenbelegungen von einem besonderen regulierbaren Spannungstransformator, welcher mit dem Haupttransformator in Reihe liegt, geladen werden, so kann man sich verhältnismäßig leicht das gewünschte Entladungspotential herstellen, ohne von dem jeweiligen Vakuum abhängig zu sein.

Zum Schluß will ich noch einen Versuch erwähnen, welchen ich mit der Zinkplattenfunkenstrecke vorgenommen habe, um festzustellen, ob ein schnelleres Beseitigen der in der Funkenstrecke nach jeder Entladung befindlichen leitenden Gase das Auftreten der Eigenschwingung des Kreises II begünstigt in Analogie mit der Quecksilberfunkenstrecke. Dieses mußte sich dadurch zeigen, daß außer den beiden Wellen, welche in Kreis II bei enger Koppelung vorhanden sind, noch eine Welle der Eigenschwingung entsprechend auftritt, wie es WIEN[1]) z. B. in besonders starkem Maße bei den Zischfunkenstrecken beobachtet hat. Es wurde zu dem Zwecke gegen die Funkenstrecke ein sehr kräftiger Kohlensäurestrom geblasen. Die Aufnahme der Resonanzkurven mit Kreis III geschah dann in der Weise, daß für jede Kondensatoreinstellung der Ausschlag am Galvanometer ermittelt wurde nacheinander für die angeblasene und nicht angeblasene Funkenstrecke. Die beiden Kurven der Fig. 6 zeigen, daß deutlich die Eigenschwingung des Kreises II auftritt. Ob nun der Grund hierfür in dem schnelleren Nichtleitendwerden der Funkenstrecke zu suchen ist oder aber darin, daß die Oszillationen des Funkens und damit die Schwingungen des Primärkreises lediglich reiner werden, möchte ich vorläufig noch nicht entscheiden.

[1]) M. WIEN, Phys. ZS., 7, 871, 1906.

Bei weiteren Koppelungen ($K = 0{,}03$), bei welchen ich sonst stets nur eine Welle erhielt, konnte ich durch das Anblasen noch zwei eng nebeneinander liegende Wellen erhalten.

Fig. 6.



Die vorstehenden Untersuchungen wurden im Privatlaboratorium des Herrn Ministerialdirektor Dr. MICKE ausgeführt. Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, diesem für die große Liebenswürdigkeit, mit der er mir alle erforderlichen Apparate zur Verfügung stellte, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Zur Berechnung photochemischer Reaktionen;

von A. Byk.

(Vorläufige Mitteilung[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908.)

(Vgl. oben S. 33.)

Zur Ableitung von experimentell prüfbaren Gleichungen für die Reaktionsgeschwindigkeit und das Gleichgewicht im Lichte kann man von der durch die elektromagnetische Lichttheorie nahegelegten Auffassung der photochemischen Wirkung als einer Art Elektrolyse[2]) ausgehen. Dabei soll zunächst ein rein thermodynamischer Ansatz gemacht werden, indem man nach Analogie des Reststromes in der gewöhnlichen Elektrolyse annimmt, daß die vom Strom geleistete chemische Arbeit einfach proportional der verbrauchten Energie des Lichtes sei[3]). Die chemische Arbeit werde im einzelnen Falle in üblicher Weise unter Anwendung der osmotischen Gesetze berechnet. Dies führt bei Anwendung auf die Versuche von LUTHER und WEIGERT[4]) über die Photopolymerisation des Anthracens in verdünnter Lösung für den Gleichgewichtszustand zu einer Beziehung zwischen den Konzentrationen des Anthracens und Dianthracens im Lichte, welche außer Größen, die sich auf den Dunkelzustand beziehen, nur den Ausdruck αE_A, denjenigen Bruchteil der gesamten vom Anthracen in der Zeiteinheit absorbierten strahlenden Energie E_A[5]) enthält, welcher in chemische Arbeit verwandelt wird.

---

[1]) Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich in der ZS. f. phys. Chem.

[2]) Siehe z. B. NERNST, Theoretische Chemie, 5. Aufl., S. 765 und J. ROSENTHAL, Berl. Ber. 1908, S. 26.

[3]) Eine Berücksichtigung der Strahlungstemperatur nach WARBURG (Diese Verh. 9, 753, 1907) ist hier nicht erforderlich, weil bei allen später zu vergleichenden Versuchen die Strahlungstemperatur die gleiche ist.

[4]) ZS. f. phys. Chem. 51, 297, 1905 und 53, 385, 1905. Diese Arbeiten sind im folgenden nur mit Bandnummer und Seitenzahl zitiert.

[5]) Er läßt sich mit der gesamten absorbierten Energie in Beziehung setzen, da LUTHER u. WEIGERT (53, 407) die Extinktionskoeffizienten von Anthracen, Dianthracen und Lösungsmittel (Phenetol) bestimmt haben.

Die Gleichung lautet:

$$kDV\left[\varepsilon + RT\ln\left(\frac{D}{A^2}\right)\right] = \alpha E_A. \qquad 1)$$

Dabei ist k die Geschwindigkeitskonstante der praktisch im Dunkeln unumkehrbaren [1]) Dunkelreaktion erster Ordnung $C_{28}H_{20} \longrightarrow 2\,C_{14}H_{10}$, D und A die Konzentrationen des Dianthracens und Anthracens in Grammolekülen per Cubikcentimeter, V das Gesamtvolumen der Lösung, ε die Arbeit, welche erforderlich ist, um 2 g-Mol. Anthracen von der Konzentration 1 g-Mol. in 1 ccm überzuführen in 1 g-Mol. Dianthracen der Konzentration von ebenfalls 1 g-Mol. in 1 ccm, R die Gaskonstante ($82{,}6 \cdot 10^6$ in absolutem Maß), T die absolute Temperatur. Alle Größen seien in absolutem Maße gemessen. An unbekannten Größen tritt in der Gleichung 1) außer αE_A nur noch ε auf. Aus zwei Wertepaaren von D und A (Gleichgewichtskonzentrationen des Dianthracens und Anthracens) für die gleiche Lichtmenge und das gleiche Gesamtvolumen [2]) mögen die beiden Größen ermittelt werden. Es ergibt sich $\varepsilon = 72{,}68 \cdot 10^{10}$ Erg $= 17206$ g-cal, bezogen auf konstanten osmotischen Druck; für konstantes Volumen bekommt man $\varepsilon_v = 70{,}16 \cdot 10^{10}$ Erg $= 16610$ g-cal. Dieser Wert läßt sich mit Hilfe seiner physikalischen Bedeutung in der Weise kontrollieren, daß man aus den Bindungsverhältnissen des Dianthracens und Anthracens thermochemisch einen Wert für die Größenordnung der Umwandlungsarbeit herleitet. Unter vorläufiger Annahme der Umwandlung von Äthylen- in Acetylenbindungen bei der Polymerisation erhält man dafür den Wert 26540 g-cal [3]) (bezogen auf konstantes Volumen), welcher zeigt, daß die errechnete Umwandlungsarbeit einen vernünftigen Sinn hat. Das will um so mehr besagen, als der rechenmäßig ermittelte Wert von ε zunächst jeden beliebigen Betrag annehmen

[1]) 51, 306.

[2]) Es sind dies die der Versuchsreihe Tab. I auf S. 386 (Luther u. Weigert, ZS. f. phys. Chem. 53) entsprechenden Mittelwerte von Lichtmenge und Volumen. Dabei ist gesetzt: d (Entfernung der Vorderwand des Belichtungsgefäßes von der Bogenlampe) $= 16$ cm, der Radius des Bestrahlungsgefäßes $= 1$ cm, das Gewicht der Flüssigkeit $g = 26{,}0$ g, die Höhe des Flüssigkeitszylinders $h = 5$ cm, die Temperatur $= 167°$ C.

[3]) Positiv muß die bei der Polymerisation zu leistende Arbeit jedenfalls sein, da Dianthracen freiwillig vollständig in Anthracen zurückgeht.

könnte. Zur weiteren Kontrolle wird aus ε noch das Dunkelgleichgewicht nach der Formel $\varepsilon = RTln\left(\frac{A^2}{D}\right)$ berechnet und in Übereinstimmung mit Versuchen von LUTHER und WEIGERT [1]) gefunden, daß es praktisch vollständig nach der Seite des Anthracens verschoben sein muß. Für eine Temperatur von 170° C und $A = 5{,}5 \cdot 10^{-5}$ g-Mol./ccm erhält man dabei aus der Formel $\frac{D}{A} = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$. Bei genauerer Durcharbeitung dürfte sich hiernach vielleicht die Untersuchung photochemischer Prozesse als eine neue Methode zur chemischen Affinitätsbestimmung bzw. zur Berechnung gewöhnlicher chemischer Dunkelgleichgewichte bei stark einseitig begünstigten Reaktionen darstellen.

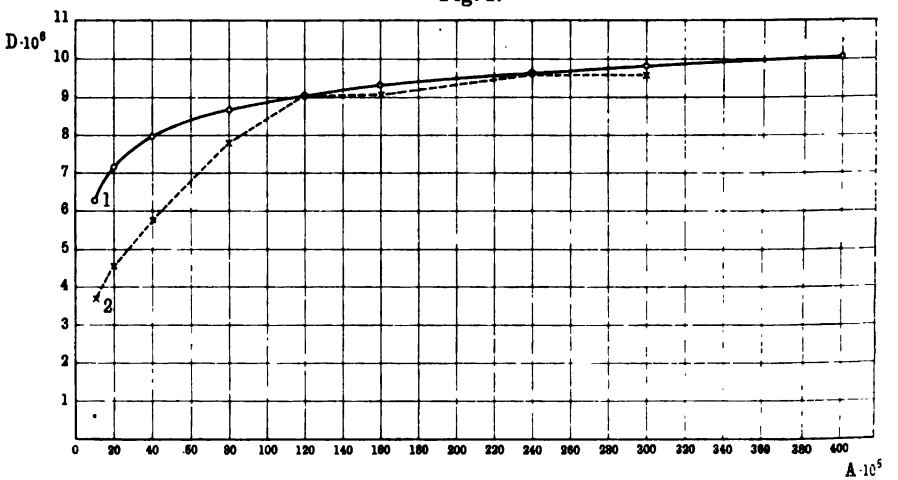
Für αE_A ergibt sich unter den früher (S. 68, Anmerkung 2) angegebenen Beleuchtungsverhältnissen $1{,}31 \cdot 10^{-3}$ Watt. Dies führt unter Berücksichtigung des Wattverbrauches der benutzten Bogenlampe und der geometrischen Bedingungen des Versuches dazu, daß etwa $^1/_{1000}$ der im Stromkreise der Lampe aufgewandten Energie in chemische Arbeit übergeführt wird. In Wirklichkeit wird diese Ausnutzung natürlich außerordentlich viel besser sein, weil das Absorptionsgebiet des Anthracens (320 $\mu\mu$ bis 380 $\mu\mu$) nur einen kleinen Teil der Gesamtenergie der Strahlung enthält und ihm hiervon noch ein Teil durch Dianthracen und Lösungsmittel entzogen wird, weil die Strahlungsenergie auch jedenfalls nicht dem ganzen Wattverbrauche entspricht und weil durch mehrmalige Reflexion an dem Strahlungsgefäß auch noch Verluste entstehen. Doch gibt das Resultat insofern eine Kontrolle, als ja die Möglichkeit vorlag, daß die errechnete Energieausnutzung mehr als 100 Proz. betragen hätte. Dieses würde (siehe Gleichung 1) für große Werte von ε (geringe Veränderlichkeit von D mit A) haben eintreten können.

Die Anwendung der Gleichung 1) auf die Gleichgewichtsversuche von LUTHER und WEIGERT ergibt entsprechend ihren Erfahrungen [2]) für konstante Lichtmenge und konstantes Gesamtvolumen ein anfängliches Ansteigen der Dianthracen- mit der

[1]) 51, 300.
[2]) 53, 386.

Anthracenkonzentration, wobei sich die erstere von einem gewissen Wert der letzteren an praktisch asymptotisch einem Grenzwerte nähert. Dieses Resultat wird hier im Gegensatz zu LUTHER und WEIGERT ohne Einführung hypothetischer Zwischenkörper gewonnen. Fig. 1 stellt die mit Hilfe der oben ermittelten Konstanten rechenmäßig bestimmte Abhängigkeit der D von den A

Fig. 1.



1 (ausgezogene Linie): Berechnete Anthracen-Dianthracen-Kurve; die Biuretwerte sind durch ○ markiert.

2 (gestrichelte Linie): Gefundene Anthracen-Dianthracen-Kurve (LUTHER und WEIGERT); die Biuretwerte sind durch × markiert.

dar[1]) (Kurve 1), Kurve 2 in Fig. 1 die von LUTHER und WEIGERT gefundenen und auf die oben (S. 68) angegebenen Normalbedingungen bezogenen Werte. Die den Kurven zugrunde gelegten, berechneten und gefundenen Einzelwerte zeigt folgende Tabelle:

$A \cdot 10^5$	10	20	40	80	120	160	240	300	400
$D \cdot 10^6$ ber. . .	6,24	7,15	7,95	8,64	9,01*	9,27	9,62*	9,82	10,07
$D \cdot 10^6$ gef. . .	3,72	4,59	5,71	7,80	9,01	9,09	9,62	9,57	—

Die mit * bezeichneten Werte sind zur Berechnung der Konstanten benutzt.

Der Grund, aus welchem mit wachsender Anthracenkonzentration die des Dianthracens relativ so außerordentlich viel weniger stark ansteigt, läßt sich anschaulich machen, wenn man

[1]) Das Gesamtvolumen entspricht den Bedingungen von S. 68, Anm. 2.

bedenkt, daß die osmotische Arbeit, welche die Veränderlichkeit der Dianthracen- mit der Anthracenkonzentration überhaupt bedingt, von den Konzentrationsverhältnissen und nicht den Konzentrationsdifferenzen abhängig ist. (Es sei in dieser Beziehung nur an die Konzentrationsketten erinnert.) Infolgedessen werden näherungsweise die Dianthracenkonzentrationen in arithmetischer Reihe steigen, während die des Anthracens dies in geometrischer tun. Für kleine A-Werte bleibt die gefundene hinter der berechneten Dianthracenkonzentration zurück, worauf bei der genaueren elektromagnetischen Behandlung einzugehen sein wird.

Gleichung 1) ergibt, daß bei Vervielfachung der Lichtmenge die Vervielfachung der Gleichgewichtskonzentration D hinter derjenigen der Lichtmenge zurückbleiben muß, weil auf der linken Seite der Gleichung neben der ersten Potenz von D diese Größe außerdem noch in logarithmischer Form erscheint. Ein solches Zurückbleiben hat in der Tat die Erfahrung gezeigt[1]). Daß die gefundenen und die nach Gleichung 1) berechneten Werte recht gut übereinstimmen[2]), lehrt folgende Tabelle:

$A \cdot 10^6$	Verhältnis der Lichtmengen	Verhältnis der D-Werte (gefunden)	Verhältnis der D-Werte (berechnet)
40	1,52 : 1	1,43 : 1	1,46 : 1
40	4 : 1	3,7 : 1	3,6 : 1
40	9 : 1	7,8 : 1	7,7 : 1
10	9 : 1	7,6 : 1	7,3 : 1

Der Einfluß des reziproken Volumens ist nach Gleichung 1) theoretisch derselbe wie der der Lichtmenge, wie man durch Vertauschung von $\frac{1}{V}$ und αE_A leicht einsieht. In der Tat bleiben auch hier die gefundenen[3]) Konzentrationsänderungen hinter den Änderungen des reziproken Volumens zurück. Es ist für

[1]) 53, 414.

[2]) Die weitgehende quantitative Übereinstimmung mag indes vielleicht zum Teil auf Zufall beruhen.

[3]) 51, 311.

$$\frac{1}{V_1} : \frac{1}{V_2} = 0{,}626 : 1 \quad D_1 : D_2 \text{ (gefunden)} = 0{,}678 : 1,$$
$$D_1 : D_2 \text{ (berechnet)} = 0{,}642 : 1,$$
$$\frac{1}{V_1} : \frac{1}{V_2} = 0{,}66 : 1 \text{ [1]} \quad D_1 : D_2 \text{ (gefunden)} = 0{,}71 : 1,$$
$$D_1 : D_2 \text{ (berechnet)} = 0{,}69 : 1.$$

Bezüglich des Einflusses der Temperatur auf das Gleichgewicht erweist sich die Ergänzung des vorläufigen thermodynamischen Ansatzes durch den elektromagnetischen (siehe unten) als erforderlich. Vorläufig ist nur zu sagen, daß bei Temperaturänderungen D nach Gleichung 1) hauptsächlich durch die Variation von k beeinflußt wird, so daß wegen des Auftretens des Faktors $k \cdot D$ sich D in erster Annäherung umgekehrt proportional mit k ändern muß. In der Tat ist [2])

$$\frac{k_{T+10}}{k_T} = 2{,}8, \quad \frac{D_{T+10}}{D_T} = 0{,}34,$$

also

$$\frac{k_{T+10} \cdot D_{T+10}}{k_T \cdot D_T} = 0{,}95.$$

Für die Reaktionsgeschwindigkeit ergibt sich aus der Grundhypothese die Gleichung:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\alpha E_A}{V\left[\varepsilon + RT\ln\left(\frac{D}{A^2}\right)\right]} - kD \qquad 2)$$

wobei t die Zeit bedeutet.

Würde man die praktisch (S. 68) zu vernachlässigende Bildung des Dianthracens im Dunkeln, deren Konstante k' sei, mit berücksichtigen, so würde die Gleichung lauten:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\alpha E_A}{V\left[\varepsilon + RT\ln\left(\frac{D}{A^2}\right)\right]} + k'A^2 - kD.$$

Aus dieser Form des Ansatzes sieht man deutlich, daß die Lichtreaktion nach der zugrunde gelegten Anschauung nicht in

[1]) Luther und Weigert geben, wohl infolge eines Druck- oder Rechenfehlers, den Wert 0,69 : 1 an (51, 311), während sich tatsächlich aus ihren Versuchen 0,66 : 1 berechnet.

[2]) 51, 327.

irgend einer Modifikation des Dunkelprozesses besteht, sondern sich als ein toto genere davon verschiedener, elektrolytischer Vorgang über die unveränderte elektrisch neutrale Dunkelreaktion superponiert. Berechnet man k' aus k und ε, so stellt sich heraus, daß die Polymerisation im Dunkeln auch unter den günstigsten Bedingungen noch mehr als 10000000mal langsamer als die Depolymerisation verläuft, so daß ihre Vernachlässigung auch von diesem Standpunkt gerechtfertigt erscheint.

Die Beziehung 2) kann mit Hilfe von 1) umgeformt werden zu

$$\frac{dD}{dt} = k D_g \overbrace{\left[\frac{\varepsilon + RT\ln\left(\frac{D_g}{A^2}\right)}{\varepsilon + RT\ln\left(\frac{D}{A^2}\right)}\right]}^{Q} - kD,$$

wobei D_g die dem jeweiligen Wert von A bei den Versuchsbedingungen zugehörige Gleichgewichtskonzentration des Dianthracens bezeichnet. Der Faktor Q wird in erster Annäherung gleich Eins, so daß man schreiben kann:

$$\frac{dD}{dt} = k D_g - kD. \qquad 3)$$

Gleichung 3) lehrt, daß sich die Lichtreaktion [1]) formell wie eine solche erster Ordnung verhält, deren Konstante diejenige der Dunkelreaktion ist. In dieser Beziehung tritt aber nicht die Konzentration des Anthracens in der ersten Potenz auf, sondern diejenige Dianthracenkonzentration, die im Gleichgewicht bei der gerade vorhandenen Lichtmenge pro Zeiteinheit und Volumeinheit der augenblicklichen Anthracenkonzentration entsprechen würde. Daraus folgt, daß in Übereinstimmung mit den Versuchen von LUTHER und WEIGERT [2]) die Reaktionsgeschwindigkeit von Lichtstärke [3]), Oberfläche und Gesamtvolumen ebenso abhängt wie das Gleichgewicht und daß dies, wieder im Einklang mit der

[1]) Die Dunkelreaktion bleibt im Lichte unverändert und überlagert sich als Gegenreaktion der Polymerisation im Lichte, wie dies theoretisch das zweite Glied der rechten Seite von 3) und experimentell Versuche von LUTHER und WEIGERT (51, 322) zeigen.

[2]) 51, 318.

[3]) Lichtstärke nennen LUTHER und WEIGERT die in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit fallende Lichtmenge.

Erfahrung [1]), für die Temperatur, die im Gegensatz zu den vorher genannten Variablen den Faktor k beeinflußt, nicht der Fall ist. Es läßt weiter ableiten, daß die Reaktion eine mit der Konzentration veränderliche zwischen 0 und 1 liegende „scheinbare Ordnung" in bezug auf das Anthracen besitzt und daß diese bei großer Anthracenkonzentration merklich gleich Null wird; beides haben die genannten Autoren experimentell gefunden [2]).

Zur Erklärung einzelner quantitativer Abweichungen kann man weiterhin die elektromagnetische Auffassung spezialisieren. Es wird auf Grund anderweitiger, zum Teil rein chemischer Erfahrungen unter Anknüpfung an die Resonanztheorie der optischen Absorption [3]) ein Bild des Mechanismus der Elektrolyse entworfen, bei welchem die Bildung des dimolekularen Dianthracens aus dem monomolekularen Anthracen analog der Bildung des zweiatomigen Wasserstoffmoleküls aus dem einatomigen Wasserstoffion bei der gewöhnlichen Elektrolyse erscheint. In thermodynamischer Beziehung wird von diesem Standpunkt aus nunmehr die bisher nicht beachtete Stromwärme beim Energieverbrauch berücksichtigt. Diese drückt, wenn sie anwächst, den Prozentsatz der chemisch ausnutzbaren Strahlungsenergie, und zwar steigt sie um so mehr, je größer die Weglänge der Ionen in der Flüssigkeit bis zu ihrer Neutralisation an den entgegengesetzten Ladungen des Nachbarmoleküls, d. h. je niedriger die Konzentration ist und je größer der Reibungskoeffizient der Ionen, d. h. je niedriger die Temperatur ist. So werden die Abweichungen der gefundenen Gleichgewichtsbeziehungen zwischen Dianthracen und Anthracen bei konstanter Lichtmenge und konstantem Gesamtvolumen (siehe oben, S. 70—71) von den vorher berechneten erklärt.

Da alle Umstände, welche den Betrag der Reibungsarbeit erhöhen, die Veränderlichkeit derselben mit irgendwelchen Variablen mit wachsender Deutlichkeit in Erscheinung treten lassen, so muß der Temperaturkoeffizient der photochemischen Reaktionsgeschwindigkeit um so größer sein, je niedriger die

---

[1]) 51, 319.

[2]) 51, 318 und 51, 320.

[3]) Bezüglich deren prinzipieller Anwendbarkeit auf photochemische Prozesse siehe Roloff, ZS. f. phys. Chem. 26, 348, 1898; Nernst, Theoretische Chemie, 5. Aufl., S. 767; Eder, Photochemie, 3. Aufl., S. 43.

Temperatur und die Konzentration ist. Daß sich das so verhält, geht aus folgender Tabelle hervor, die die Temperaturkoeffizienten bei verschiedenen Temperaturen (ϑ bezeichnet die mittlere Temperatur des Intervalles, in dem der Koeffizient bestimmt wurde) und Konzentrationen zeigt [1]):

		$A \cdot 10^6$	
		44,7	91,3
ϑ	157,5	1,51 ←	1,21
		↑	↑
	164,0	1,24 ←	0,98

Aus ähnlichen Gründen muß auch die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Anthracenkonzentration, die „scheinbare Reaktionsordnung", soweit sie durch Änderung der JOULEschen Wärme bedingt wird, mit abnehmender Temperatur wachsen. In der Tat ist die scheinbare Reaktionsordnung für [2]):

167,5°	0,04
160,5°	0,28
154,5°	0,50

Sofern die Temperaturkoeffizienten der photochemischen Reaktionsgeschwindigkeiten von dem gewählten Standpunkte aus im wesentlichen die Bedeutung solcher der elektrolytischen Wanderungsgeschwindigkeiten besitzen, müssen beide von derselben Größenordnung sein. Das trifft zu; die ersteren liegen, wie man von einem beträchtlichen Material her weiß, im allgemeinen zwischen 0 Proz. und 50 Proz. [3]) für 10° Temperaturerhöhung, die letzteren für das gleiche Intervall zwischen 15 Proz. und 24 Proz. [4]). Das ist um so bemerkenswerter, als die Temperaturkoeffizienten gewöhnlicher chemischer Reaktionsgeschwindigkeiten

[1]) Die Werte sind aus den Versuchen der Tabelle 11 (LUTHER und WEIGERT 51, 319) entnommen.

[2]) Ebenda.

[3]) Siehe die Zusammenstellung von GOLDBERG, ZS. f. phys. Chem. 41, 9, 1902 und LUTHER und WEIGERT, ZS. f. phys. Chem. 51, 319, 1905.

[4]) NERNST, a. a. O., S. 365.

bekanntlich von einer ganz anderen Größenordnung sind [1]). Zur Ableitung dieser Tatsachen bedarf man an sich nicht eines genaueren Bildes vom Mechanismus der Elektrolyse oder der Annahme von Zwischenkörpern, sondern nur der Vorstellung, daß überhaupt durch das Licht JOULEsche Wärme erzeugt wird.

Endlich läßt sich der Einfluß der Wellenlänge von dem gewonnenen Standpunkte aus auf einen solchen des Brechungsexponenten, nicht aber des Absorptionskoeffizienten zurückführen, da der erstere in näherer Beziehung zu der für die elektrolytische Aufspaltung der Moleküle maßgebenden Amplitude der Resonanzschwingung steht. Dabei sei auf das überwiegende Vorkommen violett- und ultraviolettempfindlicher photochemischer Prozesse exemplifiziert und auf den Zusammenhang der wenigen bekannten Prozesse, die für lange Wellen empfindlich sind, mit der anomalen Dispersion [2]) (dem ungewöhnlich hohen Brechungsexponenten) der betreffenden Substanzen hingewiesen. Die Verschiebung des Maximums der Sensibilisierung bei farbenempfindlichen Bromsilberplatten gegenüber dem Absorptionsmaximum nach der roten Seite hin [3]) und die Depression der Empfindlichkeit unter den normalen Wert auf der violetten Seite des Absorptionsmaximums [4]) entspricht dem typischen Verhalten [5]) des Brechungsexponenten in einem Gebiete starker Absorption.

Der Kernpunkt der gegebenen Betrachtungsweise scheint mir zu sein, daß, während sonst wohl bei photochemischen Theorien die Lichtreaktion als irgendwie modifizierte Dunkelreaktion aufgefaßt wird, hier die Dunkelreaktion als solche im Lichte, und zwar, wenn sie umkehrbar ist, sogar nach beiden Seiten hin, unverändert fortbesteht [6]). Der Dunkelreaktion, dem elektrisch neutralen Prozeß, superponiert sich die Lichtreaktion als eine

---

[1]) Die Reaktionsgeschwindigkeit wächst für 10° Temperaturerhöhung im allgemeinen auf das 2- bis 3fache (VAN'T HOFF, Vorlesungen über theoretische und physikalische Chemie I, S. 223).

[2]) VOGEL, Ber. d. D. chem. Ges. 7, 978, 1874.

[3]) ACWORTH, Wied. Ann. 42, 371, 1891.

[4]) VOGEL, a. a. O.

[5]) DRUDE, Lehrbuch der Optik, S. 362, Leipzig 1900.

[6]) Das bezieht sich natürlich nur auf umkehrbare photochemische Prozesse, die aber für die Theorie die weitaus größere Bedeutung als die katalytischen haben.

von ihr durchaus unabhängige Elektrolyse. Vom photochemischen Standpunkte wird diese Auffassung vor allem dadurch begründet, daß der Prozeß der Depolymerisation des Dianthracens im Lichte wie im Dunkeln nach der gleichen Ordnung und mit der gleichen Konstante verläuft. Von elektrochemischer Seite her erscheint die Unabhängigkeit beider Prozesse vorgebildet beim Reststrom, wo sich der gesamte Vorgang durch unabhängige Superposition der Ionendiffusion unter dem Einfluß elektrischer und elektrisch-neutraler, osmotischer Kräfte darstellt.

Da die benutzten Versuche ursprünglich nicht von dem hier gewählten Gesichtspunkte aus angestellt worden sind, so bedürfen sie vielfach noch einer experimentellen Ergänzung. Es wird deshalb beabsichtigt, die teilweise durch das Experiment bisher nur angedeuteten Beziehungen der photochemischen Prozesse zu thermischen, elektrischen und optischen Größen weiter zu verfolgen.

Berlin, Januar 1908.

Über Zählung der α-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums;

von Erich Regener.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Februar 1908.)

(Vgl. weiter unten.)

Läßt man α-Strahlen von Radium oder Polonium einen Schirm aus SIDOTscher Blende (phosphoreszierendes kristallisiertes Zinksulfid) treffen, so beobachtet man die bekannte schöne Erscheinung der Szintillation. Auf dem Schirme blitzen zahlreiche Lichtpünktchen in stetem Wechsel an verschiedenen Stellen auf, die den Eindruck erwecken, als ob der Schirm dem Bombardement von Geschossen unterworfen ist, die beim Auftreffen die Lichtblitze erzeugen[1]). Daß wirklich die α-Strahlen die Ursache dieser Erscheinung sind, ist mehrfach bestätigt worden. Bedeckt man nämlich das Radium mit einer absorbierenden Metallfolie von solcher Dicke, daß alle α-Teilchen absorbiert werden, so hört die flackernde Lumineszenz auf. Die maximale Entfernung, bis zu der sich die Wirkung von der Strahlungsquelle erstreckt, ist dieselbe, bis zu der sich die ionisierende Wirkung der α-Strahlen nachweisen läßt[2]). Es ist meines Wissens indessen noch nicht die Zahl der aufblitzenden Lichtpunkte zu dem Zwecke bestimmt worden, um zu sehen, ob sie derjenigen der auftreffenden α-Teile entspricht. Ich habe einige, vorläufig noch rohe Versuche darüber angestellt, die indessen schon ein annehmbares Resultat gaben, so daß ich darüber kurz referieren möchte.

Zu den Versuchen diente als Strahlungsquelle Polonium, das auf dünnem Kupferblech niedergeschlagen war, aus dem ein kleines Scheibchen von etwa 2 mm Durchmesser geschnitten wurde. Dasselbe wurde auf einer Messingplatte befestigt, auf welche, konzen-

---

[1]) RUTHERFORD-ASCHKINAS, Die Radioaktivität, S. 162, 1907.

[2]) Ebenda, S. 561.

trisch zum Präparat, Messingringe von variabler Höhe aufgesetzt wurden, welche als Unterlage für den Leuchtschirm dienten. Derselbe bestand aus einem Objektträger, auf den mittels eines Klebemittels das Zinksulfid aufgetragen war. Von mehreren von der Chininfabrik BUCHLER und Co. in Braunschweig bezogenen Zinksulfidpräparaten erwies sich ein, nach Angabe der Fabrik Kupfer enthaltendes Präparat besonders wirksam. Wurde dasselbe fein gepulvert, so ließen sich Leuchtschirme auf Glas herstellen, an denen sich die Erscheinung von der Rückseite, durch das Glas hindurch, beobachten ließ und welche fast ohne Löcher waren. Zur Beobachtung, bei der also der Leuchtschirm mit der Schichtseite dem Präparat zugekehrt auf die obenerwähnten Messingringe aufgelegt wurde, diente ein ZEISSsches Mikroskop mit einem Apochromatobjektiv ($f = 8$ mm) und dem zweimal vergrößernden Sucherokular. Es ist zweckmäßig, ein möglichst schwaches Okular zu nehmen, um ein möglichst helles Bild der immerhin lichtschwachen Erscheinung zu erhalten. Die obige Objektiv- und Okularkombination erfüllte die Bedingung, daß bei 5 mm weiter Augenpupille (wegen der Beobachtung im Dunkeln ist die Augenpupille so groß zu nehmen) die „Normalvergrößerung", bei der das Bild in natürlicher Helligkeit erscheint, nicht überschritten wurde[1]). Die numerische Apertur des Objektivs betrug 0,65, die Vergrößerung 62mal. In das Okular konnten Blenden eingelegt werden, mit deren Hilfe erreicht wurde, daß im Durchschnitt[2]) nicht mehr als ein Lichtpunkt in 1 bis 2 Sekunden gezählt wurde. Zur bequemen Zählung war es vorteilhaft, mittels einer in der Helligkeit regulierbaren Glühlampe den Zinksulfidschirm ganz schwach zu beleuchten, damit das Auge die auszuzählende Fläche gut fixieren kann. Die Zählung der Lichtpunkte geschah mit einem Morseapparat und einer Stoppuhr. Die Zählung wurde stets erst dann begonnen, wenn das Auge mindestens 5 Minuten in dem vollkommen verdunkelten Zimmer ausgeruht war.

[1]) DRUDE, Lehrbuch der Optik, S. 83, 1900.

[2]) Infolge der SCHWEIDLERschen Schwankungen (siehe EDGAR MEYER und ERICH REGENER, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 10, 1, 1908) ist natürlich die Zahl der pro Sekunde aufblitzenden Lichtpunkte sehr verschieden. Die SCHWEIDLERsche Beziehung $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ (siehe l. c.) läßt sich natürlich durch Zählung der Lichtpunkte sehr bequem prüfen.

Die auf dem durch die Okularblende begrenzten Stück der Zinkblende gefundene Zahl der Lichtpunkte wurde benutzt zu der Ausrechnung, wieviel Lichtpunkte erzeugende α-Teilchen im ganzen von dem Präparat ausgesandt wurden. Dabei wurde angenommen, daß die ausgestrahlten α-Teilchen sich gleichmäßig über eine Halbkugel verteilen[1]), in deren Mitte sich das Präparat befindet.

Folgende Tabelle gibt einige auf diese Weise erhaltene Resultate:

Entfernung des Zinkblende-schirmes vom Präparat mm	Ausgezählte Fläche mm^2	Lichtpunkte	Gesamtzahl der pro Sekunde vom Präparat ausgehenden α-Teilchen
21	0,582	285 in 593″	2281
10	0,325	398 in 462″	1665
10	0,325	344 in 400″	1511
10	0,325	449 in 440″	1996
10	0,325	447 in 430″	2010
10	0,141	138 in 350″	1762

Nach der Zahl der auf dem Zinkblendeschirm beobachteten Lichtblitze sollte also das Präparat pro Sekunde rund 1800 α-Teilchen aussenden.

Es wurde nun der Sättigungsstrom des Präparates durch Vergleichung mit einem stärkeren Poloniumpräparat bestimmt, dessen Sättigungsstrom durch frühere Versuche genau bekannt war. Der Vergleich geschah in der Weise, daß das Präparat in eine Zelle zur Messung der Ionisation gelegt wurde, deren eine halbkugelförmige Elektrode[2]) mit einem Braunschen Elektrometer verbunden war. In bekannter Weise wurde dann der Spannungsabfall (unter Berücksichtigung des kleinen Verlustes durch mangelnde Isolation) in einer gewissen Zeit einmal mit dem zu untersuchenden Präparat, das zweite Mal mit dem Standardpräparat beobachtet. Das Standardpräparat gab einen Sättigungsstrom von 1,81 elektrostatischen Einheiten, das zu untersuchende einen solchen

[1]) Rutherford, Phil. Mag. (6) 12, 152, 1906.

[2]) Siehe darüber Edgar Meyer und Erich Regener, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 10, 3, 1908.

von 0,14 statischen Einheiten. Bezeichnet man mit Z die Anzahl der sekundlich von dem Präparate ausgesandten α-Teilchen, mit e das elektrische Elementarquantum, so ist der Sättigungsstrom durch die Gleichung:

$$i = Z.e.C$$

gegeben. C ist eine Konstante, welche angibt, wieviel Ionenpaare von einem α-Teilchen bei seiner vollkommenen Absorption in Luft erzeugt werden. Dieselbe ist von RUTHERFORD[1]) für Radium im Zustande seiner Minimalaktivität dadurch bestimmt worden, daß der von dem Präparate erzeugte Sättigungsstrom einmal in Luft gemessen wurde — es ist also dabei: $i_l = Z.e.C$ — das zweite Mal im Vakuum. Hierbei ist $i_0 = Z.e$, wenn man annimmt, daß das α-Teilchen nur eine Ladung transportiert. Nimmt man, wie das nach neueren Versuchen von RUTHERFORD auch möglich ist, die Ladung des α-Teilchens zu zwei Elementarquanten an, so wird $i_0 = Z.2.e$. Nach der ersten Annahme wird die Konstante $C = \frac{i_l}{i_0}$, nach der zweiten $C = 2 \cdot \frac{i_l}{i_0}$. Aus RUTHERFORDS Messungen ergibt sich $\frac{i_l}{i_0}$ zu 86000. Wegen der etwas größeren Reichweite der α-Strahlen des Poloniums muß hier $\frac{i_l}{i_0}$ auf 94000 korrigiert werden. Die Konstante C, die Anzahl der von einem α-Teilchen erzeugten Ionenpaare ist also 94000, wenn man das α-Teilchen die Ladung eines Elementarquantums mit sich führen läßt, sie ist 188000, wenn das α-Teilchen zwei Ladungen transportiert. Demgemäß ergibt sich für die Zahl der α-Teilchen, die dem Sättigungsstrom des Präparates entspricht:

$$Z = \frac{i}{e.C} \quad \text{bez.} \quad \frac{i}{e.C'},$$

wenn C' die Konstante für die doppelte Ladung des α-Teilchens bedeutet.

Wurde für das Elementarquantum der Wert[2]) $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ gesetzt, so ergab sich für die Zahl der pro Sekunde von dem bei den obigen Zählungen benutzten Präparat ausgesandten α-Teilchen

[1]) RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 10, 207, 1905.

[2]) Nach THOMSON. Bei Einsetzung des PLANCKschen Wertes $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ wird die Übereinstimmung nicht schlechter.

$Z = 4400$, wenn ein α-Teilchen mit einem Elementarquantum geladen angenommen wird. Führt das α-Teilchen zwei Ladungen mit sich, so ergibt sich $Z = 2200$ α-Teilchen. Die obigen Zählversuche ergaben rund 1800 α-Teilchen, sie stimmen also mit der Annahme, daß das α-Teilchen aus einem Heliumatom besteht und zwei Ladungen mit sich führt. Es ist indessen wohl nicht erlaubt, aus den oben mitgeteilten Versuchen eine Entscheidung zwischen den beiden Annahmen für die Ladung des α-Teilchens herbeiführen zu wollen, denn wie man leicht sieht, sind die Versuche auch mit der Annahme, daß das α-Teilchen eine Ladung führt, verträglich, wenn man die allerdings etwas unwahrscheinliche Möglichkeit zugibt, daß bei der Zählung der Lichtpunkte auf dem Zinksulfidschirm etwas mehr als die Hälfte der α-Teilchen so schwache Lichtblitze hervorgerufen hat, daß sie nicht zur Beobachtung gelangten. Immerhin dürfte, wenn noch andere Gründe für die Annahme, daß das α-Teilchen zwei Elementarladungen führt, vorliegen, diese Annahme auch durch die obigen Versuche eine Stütze finden.

Dagegen ist durch die Versuche wohl der Nachweis erbracht, daß die Zahl der auf einem geeigneten Zinksulfidschirm beobachteten Lichtblitze sicher nur wenig von der Zahl der auftreffenden α-Teilchen abweicht. Die Zählung der Lichtpunkte gibt daher wohl eine brauchbare Methode zur Beobachtung des Verhaltens der α-Teilchen in gewissen Fällen ab. So konnte ich auf diese Weise nachweisen, daß beim Durchgang der α-Teilchen durch Metallfolie sich die Zahl derselben nicht ändert[1]). Es blieb z. B. bei einem Versuch, bei dem das Polonium mit dünnen Aluminiumfolien bedeckt wurde, die Zahl der Lichtpunkte auf dem Zinkblendeschirm bis zur Bedeckung mit 16 Folien merklich konstant, um erst bei 18 und 20 Folien rapide abzunehmen.

Wie leicht ersichtlich, läßt sich auch die Größe des elektrischen Elementarquantums aus obigen Versuchen berechnen. Läßt man das α-Teilchen mit einem Elementarquantum geladen sein, so ergibt sich e rund zu

$$8 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostat. Einh.;}$$

[1]) Bragg, Phil. Mag. (6) 10, 318, 1905. Edgar Meyer, Phys. ZS. 7, 917, 1906.

führt das α-Teilchen zwei Elementarquanta mit sich, so ergibt sich

$$e = 4 . 10^{-10} \text{ elektrostat. Einh.}$$

Die Versuche werden fortgesetzt. Insbesondere soll auch versucht werden, die α-Teilchen elektrisch zu zählen. Die Möglichkeit hiervon ergibt folgende Betrachtung. Die durch ein α-Teilchen und die von ihm erzeugten Ionen auf ein Elektrometer aufgeladene Elektrizitätsmenge ist:

$$3{,}4 . 10^{-10} . 9{,}4 . 10^{-4} = 3{,}2 . 10^{-5} \text{ stat. Einh.}$$

Ein Elektrometer von 1 cm Kapazität würde sich also auf $3{,}2 . 10^{-5}$ stat. Einh. oder rund $1 . 10^{-2}$ Volt aufladen. Hat das Elektrometer 10 cm Kapazität, so würde sich immer noch eine Aufladung von $^1/_{1000}$ Volt ergeben. Hat das α-Teilchen die Ladung von zwei Elementarquanten, so werden die Verhältnisse doppelt so günstig. Die neuen Saitenelektrometer vereinigen große Empfindlichkeit mit kleiner Kapazität und es ist zu erwarten, daß sich mit diesen eine Zählung der α-Teilchen bewerkstelligen läßt.

Die Anregung zu diesen Versuchen verdanke ich Herrn Geheimrat Professor RUBENS. Es sei mir gestattet, ihm hierfür meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Erdströme

im Deutschen Reichstelegraphengebiet

und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen.

Auf Veranlassung und mit Unterstützung des Reichs-Postamts sowie mit Unterstützung der Königlich preussischen Akademie der Wissenschaften **im Auftrage des Erdstrom-Comités des Elektrotechnischen Vereins** bearbeitet und herausgegeben von

Dr. B. Weinstein,

Kaiserlicher Regierungsrath und Universitäts-Professor.

Mit einem Atlas, enthaltend 19 lithographirte Tafeln. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Thermodynamik

und

Kinetik der Körper

von

Professor Dr. B. Weinstein.

Erster Band. Allgemeine Thermodynamik und Kinetik und Theorie der idealen und wirklichen Gase und Dämpfe. Mit eingedruckten Abbildungen. gr. 8. (XVIII u. 484 Seiten.) Preis geh. ℳ 12.—.

Zweiter Band. Absolute Temperatur. — Die Flüssigkeiten. — Die festen Körper. — Thermodynamische Statik und Kinetik. — Die (nicht verdünnten) Lösungen. (XVIII und 586 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 16.—.

Dritter Band, 1. Halbband. Die verdünnten Lösungen. — Die Dissociation. — Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus. (Erster Teil.) (XVI und 464 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 12.—.

Dritter Band, 2. Halbband. Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus. (Zweiter Teil.) — Elektrochemie. gr. 8. Preis geh. ℳ 24.—.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Max Kohl ❀ Chemnitz i. S.

Werkstätten für Präzisions-Mechanik

liefert als Spezialität:

Komplette Einrichtungen f. physikalische und chemische Laboratorien.

Physikalische und chemische Apparate und Gerätschaften.

Elektrotechnische Abteilung.

Notiz: Außer den in meinem Etablissement vorhandenen modern eingerichteten **Mechaniker-Werkstätten** habe ich auch eigene **Dampftischlerei, Holz-, Metall-** und **Fein-Lackiererei, Klempnerei, Schlosserei, 2 Präzisions-Teilmaschinen** usw. in meiner Fabrik und bin deshalb in der Lage, alle vorkommenden Arbeiten durch mein eigenes Personal ausführen zu lassen. Meine Herren Abnehmer haben dadurch Gewähr, zu mäßigen Preisen solid ausgeführte Apparate zu erhalten, bei deren Konstruktion stets die neuesten auf dem Gebiete der Wissenschaft gemachten Fortschritte Berücksichtigung finden! 230 Arbeiter, 30 Beamte, 6600 qm Arbeitsfläche, etwa 120 Arbeitsmaschinen.

Einrichtungen kompl. Röntgenkabinette mit Funkeninduktoren aller Größen und für jede Betriebsart. (Die Kohl'schen Funkeninduktoren werden allseitig als die preiswertesten und leistungsfähigsten anerkannt.)

Neu! Spinthariskope, mit Fluoreszenz-Schirm und einer kleinen Menge Radium auf beweglichem Zeiger, um die außerordentlichen radioaktiven Eigenschaften des Radiums zu zeigen. Preis ℳ 24.—.

Preislisten mit ausführlichen Beschreibungen, Referenzen usw. kostenfrei.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Vorlesungen
über die Wellentheorie des Lichtes.

Von **É. Verdet.**

Deutsche Bearbeitung von

Dr. Karl Exner.

Zwei Bände. Mit Holzstichen. gr. 8. geh. **Preis 26 ℳ**

Das Licht.

Sechs Vorlesungen

von **John Tyndall.**

Autorisierte deutsche Ausgabe bearbeitet von Clara Wiedemann.

Mit einem Vorwort von **G. Wiedemann.**

Zweite Auflage. Mit einem Porträt von Thomas Young und 57 Abbildungen. 8. Preis geh. 6 ℳ, geb. 7,50 ℳ

☞ Diesem Hefte liegt bei: Ein Prospekt von **Siemens & Halske** A. G., Wernerwerk — Berlin-Nonnendamm. Nachricht Nr. 12 vom 26. 12. 1907.

Jahrg. 6 *Heft 4*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** Bericht über die Sitzung vom 7. Februar 1908. S. 85. — Wilhelm Felgentraeger, Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel. (Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.) S. 87. — W. Kaufmann, Erwiderung an Herrn Stark. (Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Februar 1908.) S. 91. — O. v. Baeyer, Über langsame Kathodenstrahlen. (Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Februar 1908; eingegangen am 3. Februar 1908.) S. 96. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 55. — II. Akustik. S. 58. — III. Physikalische Chemie. S. 58. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 61. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 65. — VI. Wärme. S. 67. — VII. Kosmische Physik. S. 69.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Ferdinand Ernecke, Werkstätten f. Präzisions-Mechanik

Hoflieferant Sr. Majestät des deutschen Kaisers

BERLIN-TEMPELHOF, Ringbahnstrasse 4

Physikalische Demonstrationsapparate

Funkeninduktoren neuester Konstruktion

Demonstrations- und Versuchs-Funkeninduktor

Nr. 2112, D. R. G. M.

= Beschreibung steht zu Diensten =

Alle Arten **Projektionsapparate** für Projektion von Bildern und physikalischen Versuchen. — Broschüre über den **Universal-Projektionsapparat, Type NOR,** umfassend 95 Seiten mit 85 Holzschnitten, dritte Auflage, steht zu Diensten

Einrichtung physikalischer und chemischer Kabinette und Laboratorien

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Gesammelte Abhandlungen
aus den Gebieten der
Meteorologie und des Erdmagnetismus
von **Wilhelm von Bezold.**
In Gemeinschaft mit **A. Coym** herausgegeben
vom Verfasser.
Mit 66 Abbildungen im Text und drei Tafeln.
gr. 8. Preis geh. 14 ℳ, geb. 16 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 29. Februar 1908. Nr. 4.

Sitzung vom 7. Februar 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **Br. Glatzel** berichtet über

die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen.

(Schon abgedruckt in diesen Verh., Heft 3, S. 54—66.)

Ferner spricht Hr. **O. Reichenheim** über

Anodenstrahlen (5. Mitteilung),

nach gemeinsam mit Hrn. **E. Gehrcke** ausgeführten Versuchen.

Weiter trägt Hr. **H. G. Möller** über das Thema:

Zur Theorie der Überspannungen

vor.

Sodann berichtet Hr. **Karl Scheel:**

Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums,

nach gemeinsam mit Hrn. **Rudolf Schmidt** angestellten Versuchen.

Endlich schildert Hr. **Wilhelm Felgentraeger** den Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerkraft mit dem Reversionspendel.

Die Aufnahme folgender Mitteilungen in die Verhandlungen der Gesellschaft wird beschlossen:

O. v. Baeyer: Über langsame Kathodenstrahlen.

W. Kaufmann: Erwiderung an Hrn. STARK.
(Vorgelegt von Hrn. M. PLANCK.)

Erich Regener: Über Zählung der α-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums. (Vgl. diese Verh. Heft 3, S. 78—83.)

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. A. SCHWEITZER, Zürich.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. F. WEBER.)

Hr. Dr. H. G. MÖLLER, Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule, Charlottenburg 2.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. DOLEZALEK.)

Hr. Dr. W. MEISSNER, Berlin W 15, Joachimsthalerstr. 36.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Hr. Dr. A. WIGAND, Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule, Dresden.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. HALLWACHS.)

Hr. stud. phil. ULFILAS MEYER, Friedenau bei Berlin, Fregestr. 66.
(Vorgeschlagen durch Hrn. ERICH LADENBURG.)

Hr. stud. techn. WERNER HAKEN, Charlottenburg 2, Schlüterstr. 70.

Hr. stud. rer. nat. CARL HEIDERICH, Charlottenburg 2, Grolmannstraße 64.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. WILHELM H. WESTPHAL.)

Der Einfluſs der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel;

von Wilhelm Felgentraeger.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 86.)

In der Einleitung zu ihrem für die Bestimmung der Schwerkraft grundlegenden Werke bedauern die Herren KÜHNEN und FURTWÄNGLER[1]), daß über den Einfluß der Schneide auf die Bewegung des Pendels keine sicheren Erfahrungen vorliegen und man deshalb auf Hypothesen angewiesen sei. Sie schlagen daher Untersuchungen an Pendeln von geringem Abstand zwischen Schneide und Schwerpunkt vor, da bei solchen dieser Einfluß viel stärker hervortreten werde als beim Sekundenpendel.

Sie haben dabei übersehen, daß ich mehrere Jahre vorher eine Theorie des Einflusses der Pendelschneide auf die Schwingungsdauer nebst ihrer bestätigenden Prüfung gerade durch Versuche an solchen nahezu astatischen Pendeln veröffentlicht[2]) habe.

Es besteht in dieser Hinsicht keine Lücke mehr, da die Ergebnisse der gesamten Untersuchung die wesentlichen Punkte völlig aufgeklärt haben.

Wenn ich es damals unterließ, diese Ergebnisse auf die Theorie des Reversionspendels anzuwenden, so bestimmt mich dazu hauptsächlich das Bedenken, ob aus Beobachtungen bei einer Schwingungsdauer von 22 bis 95 sec Schlüsse auf das Sekundenpendel erlaubt seien. Sodann aber zeigte eine einfache Rechnung mir, daß bei Beobachtungen am Reversionspendel aus dem Resultat für die Schwerebeschleunigung gerade der Einfluß der Schneide völlig herausfällt.

---

[1]) F. KÜHNEN u. PH. FURTWÄNGLER, Bestimmung der absoluten Größe der Schwerkraft zu Potsdam. Veröff. d. Kgl. Preuß. Geodät. Instituts. Neue Folge. Nr. 27, S. XIII. Berlin 1906.

[2]) W. FELGENTRAEGER, Über den Einfluß der Schneide auf die Schwingungsdauer des Pendels und der Wage. Wissensch. Abhandl. d. Kaiserl. Norm.-Eich.-Kommiss. 4, 155, 1902.

Nur die Reduktion auf kleinste Bogen erleidet eine Modifikation, die aber auch beim Sekundenpendel kaum die siebente Dezimale der Schwingungsdauer beeinflussen kann, also ganz zu vernachlässigen ist.

Dies nachzuweisen, ist der Zweck der folgenden Zeilen. Ich muß dazu auf die Resultate meiner damaligen Untersuchungen kurz zurückkommen.

An einem sehr starren Messingpendel, das mit einer Stahlschneide auf einem Planachat schwang und bei dem ich die Masse von 1,7 kg bis 2,7 kg, das Trägheitsmoment direkt meßbar von 594 bis $1445 \cdot 10^3$ cm^{2}g, und die durch eine statische Methode gemessene Direktionskraft von 12093 bis 688 cm^2 g sec^{-2} variierte, so daß eigentlich nur Schneide und Pfanne unverändert blieben, bestimmte ich durch 12 Versuche die jedesmal zusammengehörigen Werte der Schwingungsdauer, Dämpfung, Reduktion auf kleinste Bogen und Direktionskraft.

Die Bestimmungen ergaben, daß die früher theoretisch entwickelte Differentialgleichung [1]):

$$K\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2C\frac{d\varphi}{dt} + S_1 \sin\varphi = S_1'\varphi + S_2'\varphi^2 + S_3'\varphi^3$$

an Stelle der gewöhnlich für das Pendel aufgestellten treten muß.

Berücksichtigt man die aus dem zweiten Gliede der linken Seite entstehende Dämpfung in der üblichen Weise und vernachlässigt S_3', da dies Glied aus Symmetriegründen klein ist und nur einen Einfluß zweiter Ordnung [2]) auf die Schwingungsdauer ausübt, so erhält man für die Schwingungsdauer T_0 bei unendlich kleinem Bogen und T_ψ bei der Schwingungselongation ψ:

$$T_0 = T_\psi\left[1 - \frac{3}{8}\left(\frac{1}{6} + \frac{S_3'}{S_1 + S_1'}\right)\psi^2\right] = \pi\sqrt{\frac{K}{S_1 + S_1'}}.$$

Für das untersuchte Pendel war nun $S_1' = +\,96{,}4$ cm^2 g sec^{-2} unabhängig von K, S_1 und der Schwere des Pendels, also dem

---

[1]) Es ist in dieser Formel K das Trägheitsmoment, S_1 die Direktionskraft, φ der Winkel des Pendels gegen die Ruhelage, t die Zeit. S_1', S_2', S_3' sind von dem Einfluß der Schneide herrührende Konstanten.

[2]) Vgl. F. R. Helmert, Beiträge z. Theorie d. Reversionspendels, S. 78, 1898, und F. A. Schulze, Die Schwingungsdauer und Dämpfung asymmetrischer Schwingungen. Ann. d. Phys. (4) 9, 111, 1902.

Druck auf die Schneide. Ebenso war[1]) $S_2' = +121\ 545\ \text{cm}^2\,\text{g}\,\text{sec}^{-2}$ unabhängig von den genannten Größen.

Aus den obigen Formeln folgt nun, wenn man

$$S_1 = h\,M\,g$$

setzt[2]), daß beim Reversionspendel S_1', falls diese Größe in beiden Pendellagen identisch ist, g unabhängig von S_1' gefunden wird, ebenso wie dies mit dem Lufteinfluß und der Schneidenabrundung der Fall ist. Indem man zur völligen Elimination der letzten beiden Größen die Schneiden oder die Gewichte vertauscht, eliminiert man auch S_1' völlig aus dem Endresultat für g.

Bei meinen Versuchen war ferner stets $\frac{S_2'}{S_1 + S_1'} > 10$ und daher überwog der Einfluß dieser Größe das aus der Entwickelung des $\sin\varphi$ herrührende Glied $^1/_6$ um mindestens das Sechzigfache und kam daher allein in Betracht.

Bei einem geodätischen Pendel ist das natürlich ganz anders.

Nimmt man dessen Gewicht zu 5000 g, den Abstand h für „schweres Gewicht oben“ zu 20 cm und g zu 981 cm sec^{-1} an, so würde sich bei der Benutzung meiner Schneide

$$\frac{S_3'}{S_1} = \frac{122\,.\,10^3}{98\,100\,.\,10^3}$$

finden, und damit eine Berücksichtigung von S_3' die Reduktion auf unendlich kleine Bogen nur um etwa 1 Proz. ändern.

Diese Änderung ist fast stets zu vernachlässigen, sie würde bei den Beobachtungen der Herren KÜHNEN und FURTWÄNGLER nie eine Einheit der letzten (siebenten!) noch angegebenen Dezimale von T betragen haben.

Es könnte noch die Frage diskutiert werden, ob man wirklich berechtigt sei, die Direktionskraft S_1 proportional der Größe h zu setzen oder ob zwischen Schneide und Pfanne elastische Kräfte auftreten könnten, die man nicht wohl bestimmen kann, da man

---

[1]) In meiner Abhandlung (l. c. S. 183 u. 184) kam es auf den absoluten Wert von S_3' nicht an, es sind dort nur die Werte angegeben (1,16 u. 1,06), die man erhält, wenn man den Schwingungsbogen in Skalenteilen mißt. Ein solcher Skalenteil betrug in Bogenmaß 0,003022, durch Division mit dem Quadrat dieser Zahl erhält man im Mittel den obigen Wert.

[2]) h ist der Abstand des Schwerpunktes von der Drehungsachse, M die Masse des Pendels, g die Schwerkraftbeschleunigung.

h nicht direkt messen kann. Über diese Frage geben meine Versuche keinen direkten Aufschluß. Man wird aber wohl annehmen dürfen, daß diese Kräfte nur vom Drucke auf die Unterlage und von der Schwingungsdauer abhängen, wenigstens bei kleinen Bogen. Daß solche Kräfte von merklichem Betrag nicht vorhanden sind, beweisen meine Versuche mit unveränderter Belastung und stark variiertem Trägheitsmoment. Sind sie aber vorhanden, so gehen auch sie in das Endresultat für g ebensowenig ein wie S_1'.

So wichtig nach dem Angeführten die Untersuchungen der Schneidenreaktion in vielen Fällen sind, das schließliche Resultat der Schwerkraftbeschleunigung beeinflussen die gefundenen Zahlen nie in merkbarer Weise.

Erwiderung an Herrn Stark;

von W. Kaufmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 86.)

Nachdem vor einigen Monaten Herr PLANCK[1]) versucht hatte, die Abweichungen meiner Messungen über die magnetische und elektrische Ablenkung der β-Strahlen von den Ergebnissen der Relativtheorie dadurch zu erklären, daß er eine Verminderung des elektrischen Feldes infolge Ionisation der Gasreste annahm, habe ich[2]) gezeigt, daß eine Ionisation von dem Grade, wie sie die geringe Radiummenge in meinem Apparate erzeugen konnte, keinesfalls eine genügend große Feldverzerrung hervorbringen könne.

Diese Beweisführung hat Herr STARK[3]) kürzlich als unrichtig hinzustellen versucht, indem er folgende Einwände gegen meine Berechnung erhob:

1. Die Ionengeschwindigkeit sei falsch berechnet, weil bei dem niedrigen Drucke in meinem Apparate „das OHMsche Gesetz nicht mehr gelte".

2. Die Ionisierung des Gases sei zu klein angenommen, da ich die Wirkung der Sekundärstrahlen und diejenige des Ionenstoßes außer acht gelassen habe.

3. Die angegebene Größe von 0,1 mm für den Druck des Gases beruhe nur auf Schätzung.

Ich habe gegen die tatsächliche Richtigkeit der angeführten Punkte gar nichts einzuwenden, werde jedoch zeigen, daß dadurch an dem Hauptresultat, daß nämlich die Feldverzerrung von viel kleinerer Größenordnung ist, als sie nach Herrn PLANCKS Annahme sein müßte, nichts wesentliches geändert wird.

---

[1]) Diese Verhdl. 9, 301, 1907.
[2]) Ebenda 9, 667, 1907.
[3]) Ebenda 10. 14, 1908.

Was zunächst den Gasdruck anbetrifft, dessen Größe für die anderen Annahmen wesentlich mitbestimmend ist, so ist der Wert von 0,1 mm, wie leicht zu sehen, eine obere Grenze, also für meine Beweisführung denkbar ungünstig. Der Grenzwert des Gasdruckes folgt aus der Tatsache, daß Spannungsdifferenzen von etwa $\pm$ 2000 Volt zwischen den Kondensatorplatten und den im Maximum etwa 1,5 cm entfernten geerdeten Wänden des Apparates keine Entladung erzeugten. Die Länge des CROOKESschen Dunkelraumes betrug also sicher mehr als etwa 1,5 cm, was nach den Messungen von Herrn EBERT[1]) einem Drucke von etwa 0,1 mm entspricht.

Das Ausbleiben der Entladung bei niederem Drucke und engem Elektrodenabstand (HITTORFsches Phänomen[2]) erklärt sich bekanntlich dadurch, daß infolge der gegen den Elektrodenabstand großen mittleren Weglänge der spontan, oder durch äußere Ursache erzeugten Ionen Zusammenstöße mit Gasmolekülen und damit eine Stoßionisierung nicht mehr in genügender Menge eintreten, um die Ionendichte wesentlich zu vermehren und damit eine selbständige Strömung im Gase zu veranlassen. Dadurch erledigt sich zugleich auch der Einwand des Herrn STARK, daß ich die Stoßionisierung vernachlässigt hätte.

Daß die Sekundärstrahlung an der Größenordnung der Ionisation nichts wesentliches ändern kann, ist wohl ohne weiteres klar. Die von der Kathode allein ausgehenden langsamen Elektronen (δ-Strahlen) können höchstens die Polarisationswirkung des Überschusses an + Ionen und damit die Feldverzerrung vermindern. Eine obere Grenze für die Ionisation im Gase erhält man aus den in meinen Beobachtungsprotokollen[3]) mitgeteilten Isolationsverlusten meines Apparates. Bei trockenem Wetter, also möglichstem Ausschluß von Leitung über die isolierenden Stützen, betrug der Verlust des sich selbst überlassenen Apparates weniger als 2 Volt pro Sekunde, was bei einer Kapazität der dem Kondensator parallel geschalteten Leidener Flaschen von etwa 1000 cm einem Strome von etwa sieben elektrostatischen Einheiten pro Sekunde entspricht. Es ist also rund $q = 7$ als obere Grenze

[1]) Wied. Ann. 69, 200, 372, 1899.
[2]) Ebenda 21, 96, 1884.
[3]) Ann. d. Phys. (4) 19, 540, 1906.

für die Ionisation zu betrachten. In meiner Rechnung hatte ich dagegen $q = 10^{-4}$ angenommen. Nach meiner damaligen Annahme einer der Kraft proportionalen Geschwindigkeit ändert sich die Feldverzerrung proportional $\sqrt{q}$, es würde also das Resultat mit $100.\sqrt{7} =$ rund 250 zu multiplizieren sein. Dann wäre die relative Feldverzerrung nicht 10^{-6}, sondern etwa 10^{-4} an Stelle der von Herrn PLANCK verlangten 10^{-1}.

Ich lasse endlich möglichst noch die Berechnung der Feldverzerrung unter der Annahme einer von Zusammenstößen freien Bewegung der Ionen folgen. Die Buchstaben haben dieselbe Bedeutung wie früher; es werden zunächst die Ionendichten ϱ und ϱ' unter der Annahme konstanter Feldstärke X berechnet, dann mittels der POISSONschen Gleichung $\partial X/\partial x = 4\pi.(\varrho - \varrho')$ die am Feldverlaufe anzubringenden Korrektionen. Da diese sich als sehr klein gegen den Mittelwert von X ergeben, so ist eine weitere Korrektion der Ionendichten unnötig. Ferner ergibt sich daraus die Berechtigung, bei der Integration X als konstanten Faktor zu behandeln.

Ein im Abstande ξ von der Anode erzeugtes und seine Bewegung mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 beginnendes + Ion[1]) hat im Punkte x die Geschwindigkeit

$$v_{x,\xi} = \sqrt{2\,v'\,(x - \xi)}, \qquad 1)$$

wobei die Beschleunigung v' gegeben ist durch

$$v' = e\,X/m \qquad 2)$$

(e = Ladung, m = Masse eines + Ions).

Wir betrachten einen parallelepipedischen Raum von 1 qcm Grundfläche und dem Abstande L der beiden Kondensatorplatten als Höhe.

Zwischen ξ und $\xi + d\xi$ werden pro Sekunde $q\,.\,d\xi$ Ionen erzeugt; die Dichte dieser Ionen bei x ist also:

$$d\varrho_x = \frac{q\,d\xi}{v_{x,\xi}} \qquad 3)$$

und die Gesamtdichte im Punkte x ist:

---

[1]) Die molekulare Eigengeschwindigkeit infolge der Temperaturbewegung kann vernachlässigt werden.

$$\varrho_x = \int_0^x \frac{q\,d\xi}{v_{x_1\xi}} = q\sqrt{\frac{m}{2eX}} \int_0^x \frac{d\xi}{\sqrt{x-\xi}} = q\sqrt{\frac{2mx}{eX}}. \qquad 4)$$

In ganz ähnlicher Weise erhält man für die —Ionen:

$$\varrho'_x = q\sqrt{\frac{2m'}{eX}(L-x)}. \qquad 5)$$

Somit ist:

$$dX/dx = 4\pi(\varrho - \varrho') = 4\pi q\sqrt{\frac{2m}{eX}}\left\{\sqrt{x} - \sqrt{\frac{m'}{m}(L-x)}\right\}. \qquad 6)$$

Ein Minimum X_0 liegt also bei x_0, wenn:

$$x_0/(L-x_0) = m'/m. \qquad 7)$$

Somit ist die größte Differenz der Feldstärken:

$$X_L - X_0 = \int_{x_0}^{L} \frac{dX}{dx} = 4\pi q\sqrt{\frac{2m}{eX}} \int_{x_0}^{L} \left\{\sqrt{x} - \sqrt{\frac{x_0(L-x)}{L-x_0}}\right\} dx. \qquad 8)$$

Der Wert des Integrals ist:

$$J = \tfrac{2}{5} L\left\{L^{\frac{1}{2}} - x_0^{\frac{1}{2}}\right\}. \qquad 9)$$

Dieser Ausdruck wird um so größer, je kleiner x_0, d. h. je kleiner m'/m. Nehmen wir den ungünstigsten Fall, daß m'/m sehr klein, daß also etwa m' ein Elektron und m ein Molion, so können wir x_0 gegen L vernachlässigen und erhalten $J = 2/3 \,.\, L^{5/2}$, also:

$$X_L - X_0 = 4\pi q \,.\, \sqrt{\frac{2mL^3}{eX}}. \qquad 10)$$

Für ein Wasserstoffatom ist $e/m = 10^4 \,.\, 3 \,.\, 10^{10}$ elektrostatische Einheiten. Ich will die recht ungünstige Annahme machen, daß die positiven Ionen aus relativ großen Molekülkomplexen bestehen und etwa das Molekulargewicht 100 haben. Dann ist $e/m = 3 \,.\, 10^{12}$. Ferner ist $X = 67$ und $L = 0{,}12$. Somit wird, nach oben abgerundet:

$$X_L - X_0 = 10^{-7} \,.\, q. \qquad 11)$$

Selbst wenn man hierin für q seine oben berechnete obere Grenze, nämlich rund $q = 10$ einsetzt, so ergibt sich immer noch ein 10^{-6} mal kleinerer Wert für die Feldverzerrung, als nach der Planckschen Annahme erforderlich.

Es bleibt also wohl das Resultat bestehen, daß die Abweichungen meiner Messungen von der Relativtheorie größer sind, als die von bekannten Fehlerquellen herrührenden wahrscheinlichen Fehler. Damit ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß noch unbekannte Fehlerquellen existieren, die einmal zur Erklärung der Abweichungen dienen können. Solange diese aber nicht aufgefunden sind, bleibt der Widerspruch gegen die Relativtheorie bestehen. Weitere Aufklärung dürfte wohl von den neuen experimentellen Untersuchungen über β-Strahlen zu erwarten sein, die mehrere Beobachter unabhängig voneinander augenblicklich über die Ablenkung rascher Elektronen ausführen.

Bonn, den 3. Febr. 1908. Phys. Inst. d. Univ.

Über langsame Kathodenstrahlen;

von O. v. Baeyer.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Febr. 1908; eingegangen am 3. Febr. 1908.)

(Vgl. oben S. 86.)

Für die spezifische Ladung der Elektronen haben die Messungen an langsamen Kathodenstrahlen gegenüber den Bestimmungen an Strahlen großer Geschwindigkeit wenig übereinstimmende Resultate ergeben. Besonders gilt dies von der von J. J. THOMSON [1]) angegebenen Methode der Bestimmungen der Reichweite von Elektronen, die sich in einem homogenen elektrischen und einem zur elektrischen Feldwirkung senkrechten magnetischen Felde bewegen. Im folgenden habe ich die Eigenschaften langsamer Kathodenstrahlen untersucht, um den Grund dieser Abweichungen zu ermitteln. Und zwar wurden speziell die folgenden Punkte einer näheren Untersuchung unterzogen:

1. Die Herstellung möglichst homogener langsamer Kathodenstrahlen großer Intensität mittels glühender Oxydkathode.
2. Das Ionisationsvermögen.
3. Die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit (in Volt).
4. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Die durch lichtelektrische Wirkung hervorgebrachten langsamen Kathodenstrahlen hat LENARD [2]) eingehend untersucht. Die von ultraviolett bestrahlten Elektroden entweichenden Kathodenstrahlen haben nach seinen Untersuchungen beträchtliche Anfangsgeschwindigkeiten, und zwar haben etwa 70 Proz. der gesamten Menge über 0 liegende Anfangsgeschwindigkeit.

Man kann also auf diese Weise eine einigermaßen homogene Strahlung bei kleinen Geschwindigkeiten nicht erhalten.

---

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (5) 48, 547, 1899.

[2]) LENARD, Ann. d. Phys. (4) 2, 355, 1900; 8, 149, 1902; 12, 449, 714, 1903; 15, 485, 1904.

I.

Dagegen eignet sich für diesen Zweck offenbar die von WEHNELT [1]) angegebene Erzeugungsweise an glühenden Oxydkathoden besser. Allerdings besitzen die von glühenden Elektroden ausgehenden Elektronen auch Anfangsgeschwindigkeiten, wie dies schon ELSTER und GEITEL [2]) gezeigt haben. Die Betrachtung der Sättigungskurven an solchen Elektroden zeigt aber, daß die Menge der mit merklicher Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Elektronen verschwindend klein ist gegenüber der gesamten Menge.

Nach Analogie mit den LENARD schen Anschauungen erhält man die Menge der mit Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Teilchen durch Messung des Stromes, der von der glühenden Kathode ohne Ladung nach der Umgebung abfließt. Alle Sättigungskurven dieser Art zeigen einen steilen Abfall nach 0 zu. Eine genauere Untersuchung an diesem Punkte ist aber ohne weiteres unmöglich. Verwendet man z. B. einen elektrisch geglühten Draht innerhalb eines koaxialen Zylinders, und mißt den von dem Draht nach dem Zylinder fließenden Strom durch ein Galvanometer, so wird der Zylinder, je nachdem man den positiven oder negativen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer und dadurch mit dem Zylinder verbindet, ein positives oder negatives Potential erhalten, das der auf dem Draht herrschenden Potentialdifferenz entspricht [3]). Außerdem wird aber auch das durch den beträchtlichen Heizstrom an der Oberfläche des glühenden Drahtes hervorgerufene Magnetfeld eventuell die ganz langsamen Kathodenstrahlen beeinflussen. Um diesen Übelstand zu beseitigen, habe ich für alle Messungen [4]) eine durch Motor betriebene Quecksilberwippe verwendet, die in fortwährendem Wechsel (5- bis 10 mal in der Sekunde) einmal den Heizstrom, und, wenn dieser ausgeschaltet ist, das Galvanometer einschaltet. Auf diese Weise wird nur die Elektronenmenge gemessen, die entsteht, wenn der Draht zwar noch glüht, aber nicht mehr stromdurchflossen ist.

[1]) WEHNELT, Ann. d. Phys. (4) 14, 425, 1904.
[2]) Wien. Ber. 97 [2a], 1175, 1888.
[3]) Es ist dies der sogenannte „Edisoneffekt" an Glühlampen.
[4]) Auch in den Fällen, wo es in der Versuchsanordnung nicht erwähnt ist.

Die Anordnung für die Aufnahme einer Sättigungskurve ist in folgender Fig. 1 gegeben.

C ist der in einer evakuierten Glasröhre angebrachte Zylinder, D der mit Calciumoxyd überzogene Heizdraht. Die Zuleitung des Heizstromes von der Batterie B geht über die zwei Kontakte der Wippe. Die andere Seite der Wippe verbindet den einen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer, von wo der Strom über die Spannungsquelle, einen variablen Abzweigungswiderstand W, dessen Enden an Batterie B_1 liegen, nach C fließt. Das richtige Funktionieren der Wippe kann dadurch konstatiert werden, daß ein Kommutieren des Heizstromes keinen Einfluß auf die Ausschläge im Galvanometer haben darf. Zur Ausführung der Messungen diente ein SIEMENS u. HALSKE-Galvanometer (Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skt.), das bei Messung größerer

Fig. 1.

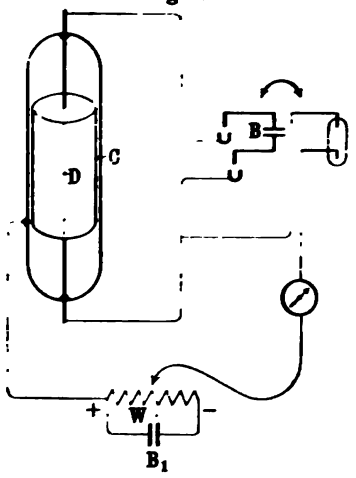
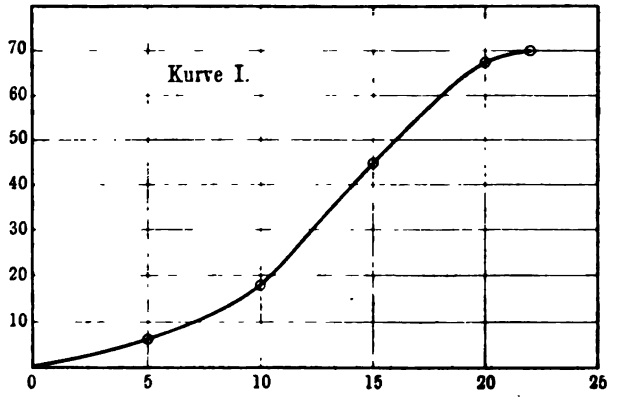


Fig. 2.



Ströme im Nebenschluß zu einem bekannten Widerstand gelegt werden konnte. Der Verlauf der „Sättigungskurve“ ist durch die

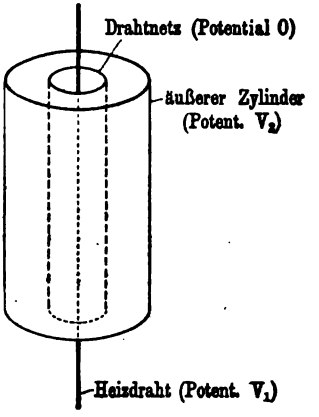
Kurve 1 (Fig. 2) gegeben. Der Strom für $V = 0$ wurde besonders geprüft. Es fand sich durchweg ein Wert unter $^1/_2$ Proz. des Wertes bei 22 Volt, wo der Sättigungsstrom annähernd erreicht war. Die Anordnung gestattet auch die Menge der Elektronen, die bei positiver Ladung von D entweicht, zu bestimmen. Man kann hier eine Wirkung von 0 bis herab zu 2 Volt etwa erhalten, wie nach den Versuchen von ELSTER und GEITEL an glühenden Drähten ohne Calciumoxydüberzug zu erwarten war. Diese Versuche wurden natürlich zur Vermeidung des Einflusses der Ionisation in möglichst hohem Vakuum ausgeführt. Zur Evakuation wurde eine KAUFMANNsche Pumpe verwendet und außerdem noch zur Beseitigung der Quecksilber- und Fettdämpfe ein U-förmiger Teil der Zuleitung zum Entladungsrohr mit flüssiger Luft gekühlt.

Immerhin schien es wünschenswert, die Größe der bei solchen Versuchen auftretenden Ionisation festzustellen.

II. Ionisation langsamer Kathodenstrahlen.

LENARD [1]) hat für die lichtelektrisch erzeugten Elektronen eine Grenzgeschwindigkeit der Ionisation nachgewiesen, die bei etwa 10 Volt liegt. Es erschien nun ohne weiteres nicht sicher, daß bei den hier angewandten, sehr viel intensiveren Strahlen gleiche Verhältnisse vorliegen. Die Untersuchung wurde in analoger Weise wie bei LENARD angestellt. Der glühende Draht war von einem koaxialen Zylinder (Fig. 3) von 1 cm Durchmesser aus Messingdrahtnetz umgeben (Drahtstärke 0,1 mm, Maschenweite 0,3 mm); dieser von einem zweiten Messingzylinder von 2 cm Durchmesser. Zwischen Draht und Drahtnetz wurden durch eine variable Potentialdifferenz V_1 Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit erzeugt. Diese traten durch das Netz, erreichten aber den zweiten Zylinder nicht, da derselbe sich

Fig. 3.



[1]) LENARD, l. c.

auf negativem Potential ($V_2 = 20$ Volt) gegenüber dem Drahtnetz befand, das über dem Potential des Heizdrahtes lag. Tritt nun Ionisation des Gasvolumens zwischen Zylinder und Netz ein, so muß positive Ladung vom Netz zum Zylinder transportiert werden. Ist die Ionisation im Verhältnis zu den durchtretenden Elektronen einigermaßen beträchtlich, so muß dieser Strom durch ein zwischen Zylinder und Netz eingeschaltetes Galvanometer nachweisbar sein. Von $V_1 = 0$ bis $V_1 = 10$ ließ sich zwischen dem äußersten Zylinder und dem Drahtnetz kein Strom nachweisen. Überschritt aber V_1 10 Volt, so trat ein positiver, vom Zylinder zum Netz fließender Strom auf, der rasch mit wachsendem V_1 anstieg. Dieser positive Strom wurde bei Vergrößern des negativen Potentials V_2 nicht größer, woraus hervorgeht, daß bereits Sättigung eingetreten war. Es zeigt sich also ein ganz analoges Verhalten wie bei den außerordentlich viel schwächeren lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen. Um die Menge der pro Elektron erzeugten positiven Ionen zu bestimmen, war es nötig, die Menge der in den Raum zwischen Netz und äußerem Zylinder eintretenden Elektronen zu messen. Zu dem Zweck habe ich gleichzeitg den Strom zwischen äußerstem Zylinder und Drahtnetz gemessen, wenn beide auf gleichem Potential waren, d. h. $V_2 = 0$. Das Verhältnis des Stromes zwischen Netz und Zylinder bei $V_2 = 20$ Volt und $V_2 = 0$ Volt ergibt die von einem Elektron auf dem Wege vom Drahtnetz zum Zylinder und zurück zum Drahtnetz erzeugte Menge positiver Ionen. Die Messungen sind in folgender Tabelle I (S. 101) zusammengestellt.

Der Druck war bei diesem Versuch etwa 0,01 mm. Jedoch ist eine exakte Druckbestimmung bei Anwendung des glühenden Drahtes ausgeschlossen. Aus demselben Grunde mußte ich auch darauf verzichten, verschiedene Gase zu untersuchen, da Angaben über die Zusammensetzung des Gasinhaltes bei der ständigen Entwickelung von Gas aus dem Draht, und der andererseits immer auftretenden Okklusion wohl kaum zu machen sind. Wenn die Messungen ergaben, daß mit der hier angewendeten Meßmethode eine Ionisation unter 10 Volt nicht nachweisbar war, so ist es natürlich nicht nötig, unterhalb dieser Grenze das Fehlen einer noch schwächeren Ionisation anzunehmen.

Tabelle I.

Spannung zwischen Heizdraht und Drahtnetz V_1 Volt	Menge der vom Drahtnetz nach dem äußeren Zylinder gehenden Elektronen (gemessen durch die Größe des Stromes bei $V_2 = 0$) i_-	Menge der zwischen Drahtnetz u. Zylinder gebildeten + Ionen (gemessen durch den Strom bei $V_2 = 20$) i_+	Zahl der pro Elektron gebildeten + Ionen $\frac{i_+}{i_-}$
14	20 000 [1])	16	0,0008
13	16 000	7	0,0004
12	13 000	4	0,0003
11	9 000	3	0,0003

Nach den Anschauungen von STARK [2]) entspricht die Grenzgeschwindigkeit von 10 Volt dem Ionisationsbeginn im Quecksilberdampf. Dies zu entscheiden war von Wichtigkeit, da man durch Beseitigung des Quecksilberdampfes bei allen Untersuchungen, bei denen eine möglichst geringfügige Ionisation Bedingung ist, höhere Geschwindigkeiten hätte verwenden können. Es gelang mir jedoch nicht, durch Kondensation des Quecksilberdampfes, was durch Kühlen eines U-förmigen Teiles der Zuleitung mit flüssiger Luft erreicht wurde, die Ionisation beträchtlich zu verringern.

So wurde z. B. die Entladungsröhre auf einen Druck von 0,005 mm mit der Quecksilberpumpe ausgepumpt und dann durch einen Hahn abgeschlossen. Es ergab sich dann bei einer Geschwindigkeit der das Drahtnetz verlassenden Strahlen von 14 Volt für den durch positive Ionen bedingten Strom (wobei $V_2 = 20$):

$$i_+ = 50 \text{ Skt.},$$

während der negative durch Elektronen hervorgerufene Strom (bei $V_2 = 0$)

$$i_- = 86\,000 \text{ Skt.}$$

betrug.

Bei Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft war entsprechend

$$i_+ = 85, \quad i_- = 106\,000 \text{ Skt.}$$

[1]) Diese großen Ausschläge sind nicht direkt beobachtet, sondern aus den Ausschlägen bei passend gewähltem Nebenschlußwiderstand berechnet.

[2]) STARK, Phys. ZS. 5, 51, 1904.

Wie man sieht, ist in beiden Fällen die Zahl der pro Elektron gebildeten positiven Ionen annähernd gleich.

Wurde das Vakuum durch Anwendung von mit flüssiger Luft gekühlter Kohle möglichst erhöht, so ließ sich leicht erreichen, daß die Ionisation bei nicht zu hoher Geschwindigkeit mit den hier angegebenen Methoden nicht mehr meßbar wurde.

III. Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen.

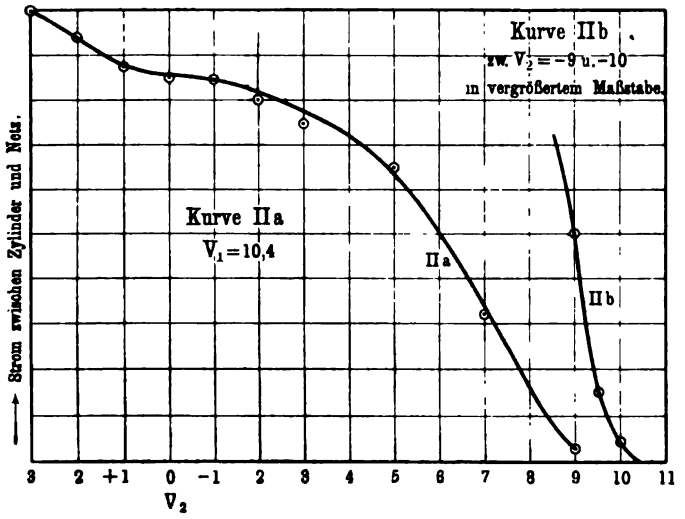
Mit derselben Anordnung wurde nun versucht, über die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen (ausgedrückt in Volt) Aufschluß zu erhalten. Nimmt man an, daß die vom glühenden Draht ausgehenden Elektronen aus dem Drahtnetz mit einer Geschwindigkeit austreten, die dem Potentialgefälle zwischen Heizdraht und Drahtnetz entspricht, so kann den äußersten Zylinder kein Elektron mehr erreichen, wenn dieser dem Netz gegenüber dasselbe negative Potential, wie der glühende Draht besitzt. Sinkt nun das negative Potential V_2 des Zylinders um einen beliebig kleinen Teil, so sollte eigentlich die gesamte durch das Netz tretende Menge den Zylinder erreichen. Es müßte also die auffallende Menge in der Umgebung dieses Potentials außerordentlich rasch ansteigen und diesen Wert behalten bei weiterem Sinken des Potentials. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, daß die Elektronen aus dem Drahtnetz senkrecht zu dessen Oberfläche entweichen. Die Ausführung des Versuches ergab folgendes:

Bei sehr sorgfältigem Auspumpen mit der KAUFMANNschen Pumpe und Kühlung des in die Zuleitung eingeschalteten U-Rohres mit flüssiger Luft erhielt man bei $V_1 = 10{,}4$, zwischen $V_2 = 10{,}4$ und $V_2 = 9$ für den Strom i zwischen Zylinder und Drahtnetz, ein sehr rasches Ansteigen. Die Kurve IIb (Fig. 4) stellt den Verlauf von i von $V_2 = 9$ bis $V_2 = 10{,}5$ dar. Auffallend war, daß der Strom i gerade in der Nähe von $V_2 = 10$ durch die Art des Evakuierens bedeutend beeinflußt wird. So ergab sich z. B. für $V_1 = 10{,}4$, $V_2 = 10$ bei Evakuation mit der Quecksilberpumpe allein ein Ausschlag von 6 Skt., während die Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft den Ausschlag auf 50 Skt. steigen ließ, wobei der vom glühenden Draht ausgehende Strom annähernd konstant blieb. Dies zeigt, daß die Elektronen, die in diesem Falle in der Nähe des Zylinders sehr kleine Geschwindig-

keiten besitzen, durch die leicht kondensierbaren Teile des Gasinhaltes, also vor allem wohl Quecksilberdampf und Fettdämpfe, aufgehalten bzw. aus ihrer Richtung gebracht werden, ohne daß dabei eine Ionisation nachweisbar gewesen wäre.

Bei weiter sinkendem, negativem Potential des Zylinders stieg die aufgefangene Elektronenmenge nun aber in demselben Maße immer weiter an; ein Konstantwerden konnte auch bei positivem Potential von etwa 4 Volt noch nicht erreicht werden. Der Verlauf ist in Kurve IIa

Fig. 4.



(Fig. 4) in dem Bereich von $V_2 = -9$ bis $V_2 = +3$ dargestellt. Man kann also aus diesen Versuchen nur schließen, daß ein kleiner Teil der Gesamtstrahlung senkrecht zum Drahtnetz mit der Geschwindigkeit V_1 austritt.

Das Ansteigen des Effektes zwischen $V_2 = 10$ und $V_2 = 0$ kann nun verschieden gedeutet werden. Entweder kann man annehmen, daß ein beträchtlicher Teil der Elektronen bei dem Durchgang durch das Netz durch den komplizierten Verlauf des Feldes in der Nähe der Netzdrähte eine Richtungsänderung erfährt. Ein Teil der Elektronen, der bei großem, verzögerndem Feld zwischen Zylinder und Netz an die Drähte des Netzes getrieben wurde, wird bei kleinerem, verzögerndem oder bei beschleunigendem Feld

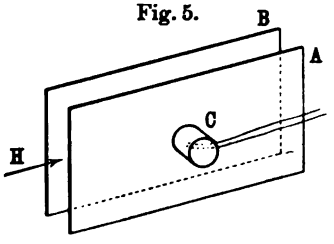
durch die Maschen durchtreten, ohne die Netzdrähte zu treffen, an den Zylinder gelangen und dadurch die Steigerung des Stromes erklären.

Eine andere Möglichkeit wäre, daß die durch das Netz tretenden Teilchen nicht gleiche Geschwindigkeit besitzen. Dazu müßten diese Teilchen nicht von der Oxydkathode, sondern von den dazwischen liegenden Gasresten ausgegangen sein, wie dies vielfach bei sichtbaren Kathodenstrahlen angenommen wird. In unserem Falle ist dies sehr unwahrscheinlich, da sich ja dann eine Ionisation hätte bemerkbar machen müssen.

Endlich könnte man Geschwindigkeitsverluste der Elektronen durch Kollision mit Gasteilchen annehmen. LENARD[1]) hat Beobachtungen analoger Art auf diese Weise erklärt. Im Gegensatz zu seinen Versuchen, wo die Strahllänge groß (7,7 cm) und das Vakuum nicht sehr hoch war (0,0025 mm), ist bei den hier beschriebenen Versuchen die Strahllänge nur 1 cm und das Vakuum mit flüssiger Luft möglichst hoch getrieben, so daß sich die Abweichungen jedenfalls nicht allein durch diese Annahme deuten lassen.

Um nun den Einfluß des Drahtnetzes möglichst zu eliminieren, wurde dasselbe durch ein Diaphragma ersetzt, bei dem die Neigung der Strahlen gegen die Diaphragmenoberfläche möglichst gut definiert war. Zu diesem Zwecke wurde die glühende Elektrode in ein zylindrisches Hohlgefäß *C* (Fig. 5) eingesetzt, der Boden dieses Gefäßes war 2 mm stark und durch einige 1 mm große Löcher durchbrochen. Dieser Boden lag in der Mitte einer viermal 8 cm großen Messingplatte *A* und zwar in der Ebene dieser Platte. Letzterer gegenüber stand in 4 mm Entfernung eine ebensogroße Messingplatte *B*, die dem Auffangzylinder in der vorigen Anordnung entsprach. Die Versuche ergaben bei Veränderung des Potentials der Platte *B* dieselben Ergebnisse wie in dem vorigen Teile. Bei dieser Anordnung konnten die aus dem

Fig. 5.



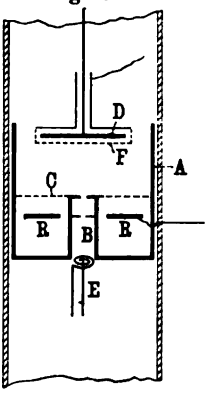
[1]) LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 726, 1902.

Diaphragma austretenden Strahlen, falls sie durch das Diaphragma nicht beeinflußt wurden, höchstens in einem Kegel von etwa 54° Winkel austreten. Nimmt man an, daß die Strahlen größter Neigung ebenfalls die Geschwindigkeit, die der Potentialdifferenz V_1 zwischen Heizdraht und Zylinder C entspricht, besitzen, so wäre die normale Geschwindigkeitskomponente dieser Strahlen $v \cdot cos\ 27$. Daraus würde folgen, daß auch diese Strahlen die Platte B erreichen müssen, falls V_2 (das negative Potential von B gegen A) unter 0,8 V_1 liegt.

IV. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Bei der letzten Anordnung traten noch andere störende Erscheinungen auf, die sich ebenso wie die bisher beschriebenen Versuche erklären lassen, wenn man eine diffuse Zerstreuung der Strahlen an den getroffenen Metallteilen annimmt. So fand sich immer eine aus dem Raume zwischen den Platten A und B austretende diffuse Strahlung. Endlich gehört hierher der Effekt, der schon von THOMSON [1]) beschrieben wurde, daß nämlich ein schwaches Magnetfeld in Richtung des Pfeiles (s. Fig. 5), das die primären Strahlen noch nicht merklich beeinflussen kann, eine Verstärkung des von B abfließenden Stromes hervorruft. Nimmt man eine Zerstreuung der Strahlen bei dem Auftreffen auf B an, so erklärt sich die beobachtete Erscheinung einfach durch das Zurückbiegen der zerstreuten Strahlen, die senkrecht zur bestrahlten Fläche wenigstens teilweise kleinere Geschwindigkeit als die auftreffenden besitzen und dadurch leichter beeinflußbar sind. Allerdings ist für so langsame Strahlen bisher eine Sekundärstrahlung bzw. Reflexion an Metallteilen, die sich auf Anodenpotential befinden, noch nicht bekannt gewesen [2]). LENARD hat solche Sekundär-

Fig. 6.



[1]) J. J. THOMSON, l. c.

[2]) Die bekannte Erscheinung, daß ein Kathodenstrahl als solcher von einer Platte zurückgeworfen wird, hat hiermit nichts zu tun. Sie tritt nur ein, wenn die Platte Kathodenpotential besitzt und ist durch elektrostatische Ablenkung zu erklären.

strahlen bei Geschwindigkeiten von 100 Volt aufwärts gefunden, und es ergab sich ein Maximum der Wirkung bei 400 Volt.

Es war deshalb nötig, eine Versuchsanordnung zu treffen, die die Anwesenheit dieser Sekundärstrahlung bzw. Reflexion mit Sicherheit nachweisen läßt. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 6 dargestellt. In einer zylindrischen Entladungsröhre, die in Richtung des Erdfeldes aufgestellt war, war ein Messingrohr A angebracht. Dies Rohr war unten durch ein Messingblech verschlossen, in dessen Mitte ein engeres Messingrohr B (von 5 mm Durchmesser) eingesetzt war. Der ringförmige Hohlraum zwischen A und B enthielt einen Ring aus Messingblech, der isoliert darin befestigt war. Nach oben war der ringförmige Hohlraum durch ein Drahtnetz C verschlossen. Dies ermöglicht, dem Ringe ein beliebiges Potential gegenüber der Umgebung zu erteilen. D ist eine kreisförmige Messingscheibe, die gehoben und gesenkt werden konnte. Die Kathodenstrahlen gehen von dem spiralförmig aufgewickelten Platindraht E aus, treten durch B [1]) hindurch und fallen auf D. Der Reflektor D und der zylindrische Teil A sind auf gleichem positiven Potential gegen den Heizdraht. Der Ring R erhielt, um möglichst alle durch das Netz C tretenden Strahlen an ihn gelangen zu lassen, gegen C ein positives Potential von derselben Größe wie das zwischen A und E herrschende. Ist eine Sekundärstrahlung oder Reflexion vorhanden, so muß durch Nähern des Reflektors an das Drahtnetz ein Anwachsen der vom Ringe R aufgefangenen Menge nachzuweisen sein [2]).

Gemessen wurde einmal der Strom zwischen Ring R und A, im anderen Falle zwischen D und A. War nach mehrstündigem Pumpen und dauernder Anwendung von flüssiger Luft der Druck äußerst erniedrigt und die Strahlung einigermaßen konstant geworden, so ergab die Messung der auf den Reflektor und

---

[1]) Die in der Figur gezeichneten Blenden innerhalb der Röhre B mußten zur Erzielung genügender Intensität hier weggelassen werden.

[2]) Die Anordnung ist ähnlich der von Starke [Ann. d. Phys. (4) 3, 75, 1900] angewandten. Während aber bei Starke durch Verschieben des Reflektors nur der durch Zerstreuung bedingte Teil der Strahlung beeinflußt wird, während die reflektierte Menge konstant bleibt, ist bei obiger Anordnung eine Änderung der vom Ringe R abfließenden Elektrizitätsmenge bei Veränderung der Lage von D nur durch die Anwesenheit einer Sekundärstrahlung bzw. Reflexion zu erklären.

auf den Ring auffallenden Menge bei zwei Abständen des Reflektors vom Netze C von etwa 17 und 7 mm folgende Zahlen:

Tabelle II.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen in Volt (Potentialdiff. zwischen E und A)	Strom in Skt. zwischen D und A	Strom in Skt. zwischen R und A	Abstand $D—C$ mm
8	82 84	74 74	7
	85 89	62 67	17
4	66 65	98 93	7
	68 66	77 78	17
2 [1])	14 —	38 —	5
	19 —	19 —	10

Aus dieser Tabelle ersieht man folgendes: Der an den Reflektor gelangende Teil der Strahlen ist in den untersuchten Abständen annähernd konstant. Dies zeigt, daß keine merkliche Streuung der Strahlen durch Gasreste vorhanden ist. Allerdings könnte trotzdem der Verlust durch Streuung bei größeren Reflektorabständen ausgeglichen werden durch die Zustrahlung von der umgebenden Röhre A. Daß dies aber in beträchtlichem Maße nicht der Fall sein kann, geht daraus hervor, daß die an D auffallende Menge auch bei sehr viel größeren Abständen bis 4 cm keine bedeutende Abnahme zeigte.

Der von dem Ringe R abfließende Strom wird in allen Fällen durch Annähern des Reflektors D vergrößert. Dies beweist, daß der Reflektor der Ausgangspunkt einer Strahlung ist [2]).

Wurde der Abstand zwischen Reflektor D und Netz C noch mehr vergrößert, so nahm der von R abfließende Strom nicht mehr beträchtlich ab. Da dies allein durch diffuse Zerstreuung

[1]) Die Messungen bei zwei Volt Geschwindigkeit mußten wegen der geringen Intensität bei kleineren Abständen ausgeführt werden.

[2]) Durch besondere Kontrollversuche wurde festgestellt, daß das Hilfsfeld zwischen dem Ringe R und Netze C durch seine Wirkung außerhalb des Netzes keine Fehlerquelle bedingt. Zu dem Zwecke wurde das Netz C ganz entfernt und dem Ringe R dasselbe Potential wie der Umgebung A gegeben. Die Messungen ergaben qualitativ dieselben Ergebnisse.

der Strahlen an Gasresten wohl kaum zu erklären ist, so muß man annehmen, daß in diesem Falle die aus B austretenden Strahlen, die durch Reflexion an der inneren Wand von B beträchtlich diffus werden, in ihrem weiteren Verlauf auf die Wandung A treffen, hier reflektiert werden und dadurch an R gelangen.

Ob man es mit einer Sekundärstrahlung oder diffusen Reflexion zu tun hat, läßt sich bis jetzt nicht entscheiden. Es muß auch dahin gestellt bleiben, ob der hier beobachtete Vorgang vom Metall selbst oder einer anhaftenden Gasschicht ausgeht. Jedoch ließ sich feststellen, daß die am Ringe auftreffende Strahlung der Größenordnung nach die gleiche Geschwindigkeit wie die ursprüngliche besitzt.

Die Zunahme des von R abfließenden Stromes ist im Verhältnis zu dem von D abfließenden größer bei kleiner Primärgeschwindigkeit der Strahlen, was darauf hindeutet, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Primärgeschwindigkeit zunimmt. Vergleicht man hiermit die Ergebnisse von LENARD [1]), der für die Sekundärstrahlung ein Maximum für Primärgeschwindigkeiten von etwa 400 Volt findet, so scheinen meine Versuche dafür zu sprechen, daß man es hier mit einer anderen Erscheinung zu tun hat. Es scheint, daß hier eine Art diffuser Reflexion, d. h. Richtungsänderung der fliegenden Teilchen bei dem Aufprall auf Moleküle stattfindet. — Bei den letzten Versuchen traten die Kathodenstrahlen in einen von elektrischen Kräften freien Raum ein, so daß die zurückgeworfenen Strahlen sich ohne weiteres vom Reflektor fortbewegen können. Jedoch auch bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes, das die reflektierte Strahlung zurückzuhalten sucht, kann unter Umständen die reflektierte Menge Störungen hervorrufen.

Stellen wir z. B. einer auf negativem Potential befindlichen glühenden Oxydkathode eine positiv geladene Platte gegenüber, so werden die von der positiven Platte reflektierten Strahlen allerdings nicht an die Kathode zurückgelangen können, da sie ja höchstens die der Potentialdifferenz Kathode — Anode entsprechende Geschwindigkeit besitzen. Ist jedoch die Umgebung, z. B. die

[1]) LENARD, Ann. d. Phys. (4) 15, 485, 1904.

Wände des Gefäßes, auf einem gegen die Kathode positiven Potential, so wird hier ein Teil der reflektierten Menge aufgenommen werden können und sich dadurch der Beobachtung entziehen. Dies ist der Grund, daß man eigentliche Sättigungskurven nur erhält, wenn man das seitliche Entweichen verhindert. So konnten die Messungen an glühenden Drähten immer nur so ausgeführt werden, daß der glühende Draht axial in einem zylindrischen Rohre angeordnet war, wobei seitliches Entweichen verhältnismäßig gering ist.

LENARD hat bei seinen Messungen zur Vermeidung seitlicher Ausstrahlung ein magnetisches Feld in Richtung der Strahlen benutzt. Wie man sieht, wird dadurch der Einfluß der hier beschriebenen Reflexion auf das seitliche Entweichen gleichzeitig eingeschränkt. Allerdings liegt bei den lichtelektrischen Versuchen die Sache etwas verwickelter, da die so erzeugten Elektronen in beträchtlicher Menge merkbare Anfangsgeschwindigkeiten besitzen. Es wird also ein Teil der von der Anode reflektierten Menge auch bei beschleunigendem äußeren Feld von der Kathode wieder aufgenommen werden können.

Bedeutende Abweichungen muß die Reflexion ergeben in allen den Fällen, wo die Primärstrahlung durch ein äußeres Feld verzögert wird, da hier das Entweichen der reflektierten Menge unterstützt wird. Dadurch glaube ich die Abweichung von den zu erwartenden Resultaten, wie sie in Teil III beschrieben wurden, genügend erklären zu können.

V. Vermeidung der Reflexion.

Es tritt nun die Frage auf, wie diese Reflexion zu vermeiden ist. Es sind da wohl vor allem drei Möglichkeiten vorhanden.

1. Anwendung eines Hilfsfeldes zur Zurückhaltung der reflektierten Menge.

2. Anwendung des Faradaykäfigs.

3. Auswahl eines geeigneten Materials.

Ich habe den hier unter 1. angegebenen Weg eingeschlagen, indem 2 mm vor dem Reflektor D (Fig. 6) ein feines Drahtnetz F (0,15 mm Drahtstärke, 1,5 mm Maschenweite) angeordnet wurde, das mit dem Reflektor zugleich bewegt werden konnte. Während das Drahtnetz das Potential der Umgebung A erhielt, konnte

der Reflektor auf beliebiges positives Potential gebracht werden. Es war zu erwarten, daß mit steigendem positiven Potential des Reflektors D gegen das Drahtnetz F der vom Reflektor nach A abfließende Strom ansteigt, und zwar so lange, bis das Hilfsfeld genügt, um die an D reflektierte Menge zurückzuhalten. In der Tat ergaben die Messungen ein bedeutendes Ansteigen des Stromes bis zu einer Potentialdifferenz von 40 Volt zwischen Reflektor und Drahtnetz. Daß hierbei nicht etwa Ionisation in dem Raume zwischen Drahtnetz und Reflektor eintrat, konnte einfach dadurch festgestellt werden, daß bei negativer Ladung des Reflektors auf 40 Volt gegen das Drahtnetz kein vom Reflektor abfließender Strom nachgewiesen werden konnte.

Aus der Messung des von D abfließenden Stromes mit und ohne Hilfsfeld läßt sich annähernd das Verhältnis der reflektierten zur ankommenden Menge bestimmen. Es sei i der vom Reflektor abfließende Strom ohne Feld zwischen Netz und Reflektor, i_1 der Strom bei Anwesenheit eines Feldes von solcher Größe, daß weiteres Verstärken ein Anwachsen des Stromes nicht mehr bewirkt. Der Bruchteil der durch das Netz gehenden Strahlung, der vom Reflektor ohne Feld zurückgeworfen wird, ist dann

$$\frac{i_1 - i}{i} = r.$$

Die Messungen ergaben:

Tabelle III.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen	i	i_1	r.	
6 Volt	9	52	0,83	Pot. zwischen Platte D und Netz $= 40$ Volt.
	10	68	0,85	
8 „	31	144	0,78	
	28	129	0,78	
16 „	54	185	0,71	
	48	173	0,72	
	40	158	0,75	

Aus diesen Messungen ergibt sich, daß eine sehr beträchtliche Menge der ankommenden Strahlen von D reflektiert wird. Die für den Reflexionsfaktor r ge-

fundenen Zahlen geben einen Anhalt für die Größe der Reflexion. Quantitativ richtig werden sie wohl kaum sein, da in diese Messungen zwei Fehlerquellen eingehen.

1. Der Reflexionsfaktor r gibt in diesem Falle das Verhältnis der an D reflektierten Menge zu der durch das Netz durchtretenden. Man wird also nur dann richtige Werte für r erhalten, wenn der Teil der Gesamtmenge, der vom Netz absorbiert wird, mit und ohne Hilfsfeld gleich ist. Dies ist nun nicht der Fall, da ein Teil der Elektronen, der ohne Feld die Drähte des Netzes trifft, bei Anwesenheit des Hilfsfeldes von den Netzdrähten abgebogen wird, und durch die Maschen an den Reflektor gelangt. Dadurch wird r scheinbar zu groß ausfallen. Der so entstehende Fehler kann aber nicht groß sein. Denn aus der Drahtstärke und Maschenweite des Netzes läßt sich angenähert der Teil der von der glühenden Kathode kommenden Gesamtstrahlung berechnen, der auf das Netz trifft. Er beträgt in diesem Falle etwa $^1/_5$ der ankommenden Menge. Nimmt man nun im ungünstigsten Falle an, daß dieser Teil bei Anwesenheit des Hilfsfeldes vollständig an D gelangt, so wird $\frac{i}{i_1} = 1 - r$ um $^1/_5$ zu klein ausfallen. Für r selbst ergibt diese Korrektur in der Tabelle III z. B.:

für 6-Volt-Strahlen $r = 0{,}80$ statt 0,83,
„ 16- „ „ $r = 0{,}68$ „ 0,73.

2. Als zweite Fehlerquelle ist das Streufeld zu berücksichtigen, das dadurch entsteht, daß von dem Felde zwischen Reflektor und Netz Kraftlinien in den Raum außerhalb des Netzes austreten.

Dieses Feld wird bewirken, daß Strahlen, die ohne Anwesenheit des Feldes durch diffuse Zerstreuung an Metallteilen oder an Gasresten oder auch durch Trägerbildung an die Röhrenwand gelangen, auf das Netz und den Reflektor treffen. Um diesen Fehler möglichst zu verkleinern, waren in die Röhre B zwei Diaphragmen von 2 mm Öffnung und 5 mm Abstand eingesetzt worden. Der Erfolg war, daß die diffuse Strahlung, die am Ringe R ankommt, auf den zehnten Teil der am Reflektor aufgefangenen Menge reduziert wurde, während bei den früheren Versuchen beide Mengen etwa von gleicher Größenordnung waren. Immerhin war es nötig, durch Versuche die Größe dieses Fehlers zu bestimmen.

Zu dem Zwecke wurde der Reflexionsfaktor bei verschiedenen Abständen des Reflektors bestimmt, wobei das Netz mit dem Reflektor gleichzeitig bewegt wurde.

Die Messungen ergaben für 10-Volt-Strahlen:

Tabelle IV.

Abstand zwischen Netz und Diaphragma	$\frac{i_1 - i}{i_1}$	i_1
3 mm	0,74	88 Skt.
8 „	0,70	97 „
16 „	0,79	72 „

Aus diesen Zahlen folgt, daß die Größe $\frac{i_1 - i}{i_1}$ im großen und ganzen innerhalb der untersuchten Abstände konstant ist. Immerhin erkennt man, daß bei sehr kleinen Abständen das Streufeld Strahlen aus dem Raume unterhalb des Diaphragmas hervorholt, wodurch der Reflexionsfaktor scheinbar vergrößert wird. Mit zunehmender Entfernung nimmt diese Wirkung ab. Zugleich aber ergibt sich mit noch weiter wachsendem Abstand wieder eine Zunahme von r, die sich dadurch erklärt, daß bei Anlegen des Feldes zwischen Netz und Reflektor Strahlen, die ohne Feld das Netz nicht erreichen, durch die aus dem Netz austretenden Kraftlinien herangezogen werden, was im Effekt natürlich wieder ein scheinbares Anwachsen von r bedingt. Die Zahlen in Tabelle III beziehen sich auf den Abstand von etwa 8 mm.

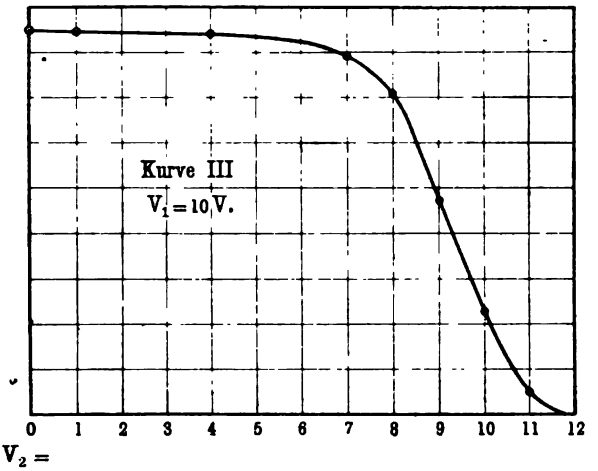
Die Geschwindigkeit der Strahlen konnte bei diesen Versuchen nicht unter 6 Volt gebracht werden, da dann die Intensität wegen der Blenden in B (Fig. 6) nicht mehr zur Messung ausreichte. In dem untersuchten Intervall zwischen 6 und 16 Volt ergaben sich verschiedene Werte, die einen deutlichen Gang zeigen: für kleinere Geschwindigkeiten größere Reflexionsfaktoren. Nach den obigen Betrachtungen könnte man dies auf stärker auftretende diffuse Strahlung bei kleineren Geschwindigkeiten zurückführen. Aus den früheren Versuchen, die in dieser Beziehung einwandfreier sind, geht aber ebenfalls hervor, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Geschwindigkeit zunimmt,

so daß ein solches Anwachsen wohl nicht in Frage gestellt ist. Wie schon oben erwähnt, ist dies im Einklang mit der Auffassung, daß man es hier nicht mit einer Sekundärstrahlung, wie bei den LENARDschen Versuchen, sondern mit einer einfachen diffusen Zerstreuung, wie sie auch für Gase nachgewiesen ist, zu tun hat.

VI. Wiederholung der Versuche unter III bei Vermeidung der Reflexion.

Bei den unter III gegebenen Messungen der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen war schon erwähnt, daß das Vorhandensein einer Reflexion die Messungen beeinträchtigen würde. Es war deshalb interessant, an einem solchen Beispiel den Einfluß zu

Fig. 7.



untersuchen, den die Verhinderung der Reflexion bedingt. Ein solcher Versuch wurde mit der zuletzt beschriebenen Anordnung angestellt, wobei nur noch zwischen Netz und dem Austrittsdiaphragma ein variables verzögerndes Potential anzulegen war. Während in den früheren Versuchen bei wachsendem, verzögerndem Feld eine vom Felde 0 ab eintretende ständige Abnahme des von der Auffangplatte abfließenden Stromes konstatiert wurde, trat jetzt ein ganz anderer Verlauf der Kurve ein. In Kurve 3 (Fig. 7) ist die ursprüngliche Geschwindigkeit der Strahlen zehn Volt. Wie man erkennt, bleibt die Menge der den Reflektor

treffenden Strahlen konstant, wenn das negative Potential des Netzes V_2 gegen das Diaphragma von 0 bis 8 Volt steigt. Erst hier beginnt ein rapider Abfall der Intensität bis zu $V_2 = 11$ Volt. Dies immerhin noch beträchtliche Intervall, in dem die Geschwindigkeit der Strahlen zu liegen scheint, braucht nicht auf eine tatsächliche Inhomogenität von solcher Größe zurückgeführt zu werden. Vielmehr genügt zur Erklärung dieser Erscheinung der Umstand, daß bei dieser Versuchsanordnung die auffangende Platte D bzw. das Netz nicht hinreichend groß ist. Es können dadurch Strahlen, die nicht vollkommen senkrecht zum Diaphragma austreten, aber bei schwachen verzögernden Feldern zwischen Netz und Diaphragma noch in den Bereich des Netzes gelangen, bei stärker verzögernden Feldern abgedrängt werden und dadurch seitlich entweichen.

Die hier beschriebenen Versuche haben die Anwesenheit einer reflexionsähnlichen Erscheinung bei langsamen Kathodenstrahlen ergeben. Es bedarf noch eingehender Untersuchung, wie diese Reflexion vom Material, vom Einfallswinkel und vor allem der Primärgeschwindigkeit der Strahlen abhängig ist. Die Bestimmung von Geschwindigkeit und spezifischer Ladung langsamer Kathodenstrahlen wird sich auf Grund der hier gegebenen Anschauungen verbessern lassen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Leitfaden
der
Physik und Chemie
mit Berücksichtigung der
Mineralogie und der Lehre vom Menschen.

Für die oberen Klassen von Bürgerschulen, höheren Töchterschulen und anderen höheren Lehranstalten in zwei Kursen bearbeitet
von

H. Sattler,
Schulinspektor.

Einunddreißigste verbesserte und vermehrte Auflage.
Mit 291 eingedruckten Abbildungen und einer Tafel.

Preis geheftet 1.35 Mark, gebunden 1.50 Mark.

Der vorliegende Leitfaden ist für die oberen Klassen von Bürgerschulen, höheren Töchterschulen und anderen höheren Lehranstalten bestimmt. In methodischer Anordnung bietet er dem Schüler ein Gesamtbild von dem in der Schule Gehörten und Gesehenen, dem Lehrer sichere Anhaltepunkte zur Erteilung eines ersprießlichen Unterrichts.

Die Form der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es wird von Beobachtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das Gesetz abgeleitet und den Anwendungen Rechnung getragen.

Eingestreute Fragen regen den Schüler zu weiterem Nachdenken an. Die zahlreichen und guten Holzstiche werden die Klarheit und Sicherheit in der Auffassung der Erscheinungen und Gesetze zweifellos in der nachhaltigsten Weise unterstützen.

Die gegenwärtig vorliegende 31. Auflage des Buches entspricht den für das Königreich Preußen festgesetzten hygienischen Anforderungen in bezug auf Typengröße und Zeilendurchschuß und ist auch sonst vielfach vervollständigt und verbessert, insbesondere ist der Kleindruck vollständig beseitigt. Leider mußte, da durch diese Verbesserungen der Umfang des Buches ein größerer geworden ist, der Preis desselben etwas erhöht werden; doch dürfte, wenn die gediegene Ausstattung in Betracht gezogen wird, der Preis des Buches immer noch ein sehr mäßiger genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.
(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe
ist nur direkt von uns zu beziehen.

Jahrg. 6 *Heft 5*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 21. Februar 1908. 115

J. Franck und R. Pohl, Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Eingegangen am 18. Januar 1908. (Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908.) 117

Erich Marx, Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908; eingegangen am 13. Februar 1908.) 137

Erich Marx, Zur Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit der Herren Franck und Pohl. (Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908; eingegangen am 13. Februar 1908.) 157

Paul Nordmeyer, Die spezifische Wärme einiger Elemente und Salze zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur. (Vorgelegt in der Sitzung vom 21. Februar 1908.) 202

Karl Scheel und Rudolf Schmidt, Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.) 207

Kurt Herrmann, Die Brechung und Dispersion des Heliums. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908; eingegangen am 28. Februar 1908.) 211

E. Gehrcke und O. Reichenheim, Anodenstrahlen. Fünfte Mitteilung. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.) 217

H. Rubens und Erich Ladenburg, Das Reflexionsvermögen des Wassers. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.) . . 226

R. Börnstein, Pilotbeobachtungen für meteorologische Zwecke. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.) 228

F. Grünbaum, Die räumliche Kontrastwirkung der Farben. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.) 234

Br. Glatzel, Nachtrag zu der Mitteilung: „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen. 242

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 75. — II. Akustik. S. 77. — III. Physikalische Chemie. S. 77. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 79. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 83. — VI. Wärme. S. 84. — VII. Kosmische Physik. S. 86.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Anwendung der Interferenzen
in der Spektroskopie und Metrologie.
Von Dr. E. Gehrcke,
Privatdozent an der Universität Berlin, technischer Hilfsarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Mit 73 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 5,50 ℳ, geb. 6,20 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 15. März 1908. Nr. 5.

Sitzung vom 21. Februar 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **Erich Regener** berichtet:

Über Zählung der α-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums.

(Schon abgedruckt in diesen Verh., S. 78—83.)

Ferner spricht Hr. **R. Börnstein** über:

Pilotbeobachtungen für meteorologische Zwecke.

Weiter trägt Hr. **E. Ladenburg** über

das Reflexionsvermögen des Wassers

nach gemeinsam mit Hrn. **H. Rubens** angestellten Versuchen vor.

Endlich berichtet Hr. **F. Grünbaum** über

die räumliche Kontrastwirkung der Farben.

Hr. **Karl Scheel** legt folgende zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangene Mitteilungen vor:

1. von Hrn. **Paul Nordmeyer:** Die spezifische Wärme einiger Elemente und Salze zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur;
2. von Hrn. **Heinrich Fassbender:** Magnetische Messungen an Mangan-Zinn- und Mangan-Antimon-Legierungen mit Beschreibung eines verbesserten Magnetoskops.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. stud. phil. A. E. HARRINGTON, Berlin W. 50, Rankestr. 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. GG. HEINRICH, Kgl. Reallehrer in Neustadt a. d. H.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. POSKE.)

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin SW. 61, Tempelhofer Ufer 9.
(Vorgeschlagen durch Hrn. BR. GLATZEL.)

Hr. Dr. R. FEUSTEL, Charlottenburg 2, Marchstr. 25.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Hr. Dr. E. LEHMANN, Privatdozent an der Technischen Hochschule, Charlottenburg 2.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. LADENBURG.)

Hr. Dr. LEO SCHACHTEL, Rechtsanwalt, Berlin SW. 68, Wilhelmstraße 100.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. KOEPSEL.)

Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen;

von J. Franck und R. Pohl.

Eingegangen am 18. Januar 1908.
(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1908.)
(Vgl. oben S. 33.)

Herr ERICH MARX hat eine Methode zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen angegeben und als Ergebnis seiner Versuche die Gleichheit der gesuchten Geschwindigkeit mit der des Lichtes gefolgert. Der erste Bericht über die Versuche wurde 1905 der Naturforscherversammlung vorgelegt und ist u. a. ausführlich in diesen Verhandlungen und in der Physikalischen Zeitschrift [1]) abgedruckt. Später folgte eine umfassendere Darstellung mit Zahlenmaterial in den Abhandlungen der Sächsischen Akademie [2]).

Gegen die Stichhaltigkeit der Methode des Herrn MARX scheinen uns, insbesondere nach genauer Wiederholung seiner Versuche, schwere Bedenken vorzuliegen, wie wir im folgenden ausführen möchten. Wir halten uns in unserer Darstellung im allgemeinen an den Bericht der Akademie und verweisen auf die Seiten durch eingeklammerte Zahlen. Wo auf die Arbeit der Physikalischen Zeitschrift zurückgegriffen wird, ist dies durch ein vor die Seitenzahlen gesetztes „Ph. Z." gekennzeichnet.

I. Der Grundgedanke der Marxschen Methode.

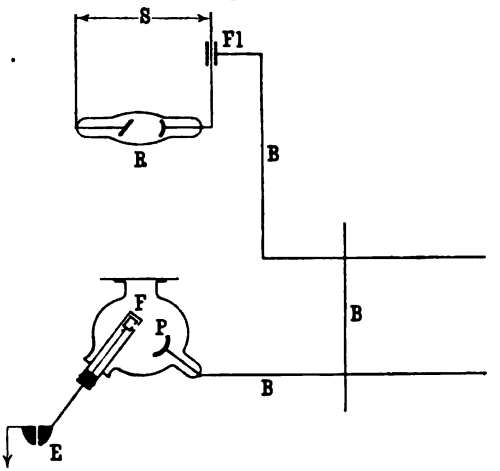
Zunächst ist es erforderlich, den Grundgedanken der MARXschen Methode zu erörtern. (Fig. 1.)

Ein mit schnellen Schwingungen betriebenes Röntgenrohr R sendet im Takte seiner Periode Röntgenstrahlen aus. Die Strahlen treffen nach Zurücklegung eines gewissen Weges auf ein

[1]) Verh. D. Phys. Ges. 7, 302, 1905. Phys. ZS. 6, 768, 1905.
[2]) Abhandl. d. math.-phys. Kl. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss., Leipzig 1906, S. 445—491. Ann. Phys. (4) 20, 677—722, 1906.

Platinblech P, das durch eine variable Drahtbrücke B mit dem Erreger der elektrischen Wellen S verbunden, mit dem Röntgenrohre synchron, aber mit einer gewissen, von der Brückenlänge abhängigen Phasendifferenz schwingt. Von der Oberfläche des Platinblechs werden nun Elektronen, d. h. sekundäre Kathodenstrahlen, ausgelöst und diese sollen sich je nach der Phase im Augenblick ihrer Erzeugung durch verschiedene Aufladung eines der Platinplatte gegenüberstehenden FARADAY-Käfigs F bemerkbar machen.

Fig. 1.



In welcher Weise die elektrometrisch (E) gemessene Aufladung des FARADAY-Zylinders von der Potentialphase, bei der die Röntgenstrahlen auftreffen, abhängt, wird von Herrn MARX in verschiedener Form dargestellt.

In der ersten Arbeit heißt es (Ph. Z. 769): Die Platinplatte oder Elektrode P „soll dann und nur dann Kathodenstrahlen emittieren, wenn sie im negativen Zustande getroffen wird, keine Kathodenstrahlen, wenn sie in positiver Phase von der Röntgenstrahlung erreicht wird". Der Effekt der Elektronenemission soll rein polarer Natur und lediglich auf die in negativer Phase bestrahlte Platinelektrode beschränkt sein.

Im Gegensatz hierzu heißt es später, „daß es unrichtig wäre, zu behaupten, daß die Wirkung I", d. h. die Fähigkeit der

Röntgenstrahlen, Sekundärstrahlen am Platin zu erzeugen, „für sich allein polarer Natur sei....., man ist im Gegenteil zu der Annahme gezwungen, daß auch bis nahe[1]) an die höchsten positiven Potentiale, die hier in Betracht kommen, Elektronenemission bei der Bestrahlung stattfindet ....“ (447). Ebenso auf S. 454: „Es wird (deshalb) stets weit in das positive Gebiet der Welle hinein Elektronenemission statthaben.“ Und schließlich sei ganz besonders auf die Anmerkung S. 447 verwiesen: „Ob bei absolutem Vakuum eine elektrostatische Beeinflussung der durch Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen überhaupt möglich ist, ist bisher nicht mit Sicherheit zu bejahen.“

Damit ist aber die wesentliche Voraussetzung der MARXschen Methode, der polare Charakter der Elektronenemission, der als Unterscheidungsmerkmal für die Phase, in der die Röntgenstrahlen das Platinblech erreichen, dienen soll, in Frage gestellt.

Um trotzdem die bei verschiedenen Brückenstellungen beobachteten Unterschiede in Größe und Richtung der Elektrometeraufladung erklären zu können, wurde dann von Herrn MARX eine zweite Theorie seiner Versuche gegeben (447 und 449). Nach dieser rühren die polaren Unterschiede der Elektrometeraufladung von den Gasresten her, die mit Drucken von 1 bis 7 mm Hg in dem Auffangegefäß enthalten sind. Die Wirksamkeit des Gases besteht in zweierlei: Einmal sollen die Elektronen durch das Gas jetzt so verlangsamt werden, daß die am Platinblech auftretenden Schwingungspotentiale wieder beschleunigend oder verzögernd wirken können, daß tatsächlich in negativer Phase mehr Elektronen zum Elektrometer gelangen als in positiver; ja, es soll in positiver Phase die Geschwindigkeit der Elektronen sogar ihr Zeichen wechseln können (449). Ferner sollen die Gasreste unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen und ihrer Sekundärstrahlen Ionen liefern, die ebenfalls zur Aufladung des Elektrometers beitragen.

Und zwar ist der Gasdruck so zu bemessen, daß das Elektrometer negative oder positive Ausschläge zeigt, je nachdem die Röntgenstrahlen das Platinblech in negativer oder positiver Phase

[1]) S. 455 heißt es sogar: „bis zu den höchsten positiven Potentialen.“

erreichen. Wird das Platinblech in negativer Phase von den Röntgenstrahlen angetroffen, so gelangen zum Elektrometer J_1 Elektronen und i_1 negative Ionen, in Summa die Ladung $-J_1 - i_1$.

Wird das Platinblech in positiver Phase getroffen, so liefert die bestrahlte positive Phase J_2 Elektronen (wo $J_2 < J_1$), und i_2 positive Ionen, indem die positiv geladene Platinplatte die negativen Ionen dem Volumen entzieht. Die Gesamtladung des Käfigs beträgt dann

$$-J_2 + i_2.$$

Da das Vorzeichen der Ladung in diesem zweiten Fall positiv sein soll, muß $i_2 > J_2$ sein, und dieser Zustand ist durch passende Wahl des Gasdruckes im Auffangegefäß einzustellen.

In dieser zweiten Theorie des Herrn Marx ist die Voraussetzung enthalten, daß die Ionisation im Takte der Bestrahlung, also in einer Zeit von $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec, merklich wechselt, indem für die negativen Ionen Elektronenbeweglichkeit angenommen wird und daher negative Ionen nur während der Phase der Einstrahlung der Röntgenstrahlen, nicht aber in der folgenden strahlenlosen Phase vorhanden sein sollen.

Durch diese Mitwirkung der Ionen wird also das Elektrometer bei einem zwischen J_1 und J_2 liegenden Wert der Elektronenemission sein Vorzeichen wechseln und diesem Wechsel des Vorzeichens am Elektrometer entspricht demnach eine ganz bestimmte Phase. Sie ist durch eine gewisse Lage der Brücke B, d. h. eine „Nullstellung", charakterisiert. Wird der Weg der Röntgenstrahlen vergrößert, so ist die Brücke um die gleiche Strecke zu verlängern, um wieder eine Nullstellung zu erhalten, wofern die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen gleich der elektrischer Wellen an geraden Drähten, d. h. der des Lichtes ist, wie Herr Marx aus seinen Versuchen folgert.

In der praktischen Ausführung hängt die Lage des Nullpunktes noch von Röntgenstrahlen der größeren im System vorhandenen elektrischen Wellen ab, doch möchten wir im einzelnen wegen dieser Komplikation auf das Original verweisen.

Eine Reihe von Einwänden, die uns schon gegenüber diesem Grundgedanken der Marxschen Methode unvermeidlich erscheinen, möchten wir erst weiterhin im Zusammenhange vorbringen und

zunächst auf einige uns wesentlich erscheinende Einzelheiten in der praktischen Ausführung der MARXschen Versuche eingehen.

II. Experimentelle Einzelheiten der Marxschen Methode.

Der Erreger der elektrischen Wellen S (Fig. 1), den Herr MARX als LECHERsches System bezeichnet, besteht aus dem einfachen Schließungsbogen eines Plattenkondensators. Das Röntgenrohr ist direkt in den Bogen eingeschaltet und es befindet sich zwischen ihm und der Kapazität keine Brücke (452, 467). Die Zahl der Schwingungen gibt Herr MARX zu zwei Grund- und zwei ungeraden Oberschwingungen an. Doch dürften wohl noch eine Reihe Schwingungen längerer Periode in dem System enthalten sein, die sich allerdings bei der Länge des verwandten DRUDEschen Resonators der Messung entziehen mußten. Wegen des hohen Gasdruckes im Röntgenrohr kommen aber nach Herrn MARX als Erreger der Röntgenstrahlen nur die kurzen Wellen, insonderheit die kürzeste mit $\frac{\lambda}{2} = 45\,\text{cm}$, in Frage, die als Meßschwingung bezeichnet wird (455, 456).

Die Spannungsschwankungen des Systems S werden über eine kleine Flaschenkoppelung nach RUBENS[1]) und eine Doppelbrücke von 75 cm Länge mit Gleitkontakt an das Platinblech P herangeführt. Bei lockerem Gleitkontakt zeigt sich an den Unterbrechungsstellen Funkenbildung.

Das Auffangegefäß, das bei angenäherter Kugelform von 7 cm Durchmesser Käfig und Platinblech enthält und den Röntgenstrahlen ein 3 cm weites Aluminiumfenster zuwendet, ist in einen geerdeten Metallkasten von 11 cm Kantenlänge eingebaut. Aus dem Deckel ragt das Al-Fenster heraus, durch eine seitliche Öffnung die Zuleitung zur ungeschützten Brücke B und zum Elektrometer (470).

Die Weiten der beiden hintereinander stehenden Öffnungen des FARADAY-Käfigs betragen 3,5 bzw. 4 mm, die Elektrometerempfindlichkeit 270 cm/Volt.

Wesentlich für die Methode ist die passende Wahl des Gasdruckes sowohl im Auffangegefäße wie im Röntgenrohre, mit

[1]) H. RUBENS, Wied. Ann. 42, 154, 1891.

Hinsicht auf die Ionenbeweglichkeit im ersten, die Härte der ionisierenden Röntgenstrahlen im zweiten Falle. Ziffernmäßige Angaben über die Drucke werden nicht gemacht; die Größenordnung beträgt 1 bis 7 mm Hg im Auffangegefäß (480).

Als „gut abgestimmt" werden die Vakua dann bezeichnet, wenn der Abstand je zweier Nullstellen auf der Brücke $= \frac{\lambda}{2}$ $= 45$ cm ist (475 und 477), d. h. die Bereiche der Brücke, die positive oder negative Elektrometeraufladung ergeben, gleich lang sind. Dabei wird mehrfach (479, 482) betont, daß für die Geschwindigkeitsmessung nur ein einziger Nullpunkt auf der Brücke erforderlich ist, und insbesondere, „daß es unnötig und nicht ratsam sei, die Verschiebung aller Nullpunkte auf den Drähten zu beobachten" (474).

Einem Nullpunkt der Brücke entspricht keineswegs völlige Ruhe des Elektrometers, sondern ein ständiges Hin- und Herpendeln um die Nullage. Als Ursache dieses Pendelns gelten sekundäre Röntgenstrahlen vom Charakter der Primärstrahlen, die vom Platinblech aus in das Innere des FARADAY-Zylinders fallen, diesen zur Elektronenemission veranlassen und ihn dadurch positiv laden, bis er seinerseits Elektronen auf sich zu beschleunigt, die ihn negativ laden, „bis das Spiel von neuem beginnt" (481).

Die Lage des Nullpunktes ist von der Intensität der Röntgenstrahlen unabhängig (482). Er bleibt nach Einschaltung einer 96 Proz. abhaltenden Bleiblende (Ph. Z. 775) unverrückt. Völlige Abschirmung der Strahlen vom Al-Fenster durch Blei bringt das Elektrometer, das vorher eine Aufladung zeigte, zur Ruhe. Bei der Geschwindigkeitsmessung betrug die kleinste Abstandsvergrößerung des Röntgenrohres 62 mm, die größte 151 mm, die zugehörige Verschiebung des Kontaktes auf der Doppelbrücke 29,5 bzw. 78 mm. Mittlerer Beobachtungsfehler 3,9 Proz. (S. 491).

Schließlich bleibt noch die Tatsache zu erwähnen, daß Herr MARX direkt durch das schwingende Röntgenrohr Elektrometeraufladung hervorrufen kann, wenn an das Platinblech statt der Brücke mit Flaschenkoppelung ein freiendender Draht angehängt wird. Und zwar zeigt sich nicht im äußersten Vakuum, sondern beim üblichen Druck bis zu einigen Millimeter, die Aufladung

des FARADAY-Käfigs von der Länge des Drahtes an P abhängig. Es liegt eine Resonanz für $\frac{\lambda}{2} = 45$ cm vor, d. h. die kleinste Welle des Systems, die benutzte Meßschwingung. Als Ursache des Resonanzphänomens betrachtet Herr MARX die periodische Elektronenemission im Takte der 90 cm-Welle (471).

III. Schwierigkeiten der Marxschen Methode.

Mit den Ausführungen der beiden ersten Abschnitte glauben wir die wesentlichen theoretischen und experimentellen Bedingungen der Methode im Sinne des Herrn MARX dargestellt zu haben. Wir wollen jetzt einige wenige der Einwände anführen, die uns gegenüber dem Grundgedanken und seiner experimentellen Verwirklichung unvermeidlich erscheinen und uns schließlich zur Wiederholung der MARXschen Versuche veranlaßt haben.

Was zunächst den Grundgedanken der Methode anlangt, so scheinen uns hier unüberwindliche Schwierigkeiten in der Größenordnung zu liegen. Die Elektronen, die von Röntgenstrahlen an Platin ausgelöst werden, haben außerordentlich hohe Geschwindigkeit. Messungen der Herren DORN[1]), VON LIEBEN[2]), INNES[3]) und neuerdings BESTELMEYER[4]) haben Werte zwischen 10000 und über 60000 Volt ergeben. Nach Herrn BESTELMEYER, der ein magnetisches Spektrum dieser Strahlen aufgenommen hat, liegt die Maximalintensität bei etwa 30000 Volt. Um Strahlen derartiger Geschwindigkeiten merklich beeinflussen zu können, braucht man Spannungen mindestens von der gleichen Größenordnung. Um die hierin begründete Schwierigkeit zu beheben, läßt Herr MARX (454) in das Auffangegefäß Gas von einigen Millimeter Druck. Durch dies Gas soll zweierlei erreicht werden. Erstens sollen die Kathodenstrahlen so verlangsamt werden, daß die am Platinblech verfügbaren Schwingungspotentiale die Elektronenemission J_1 und J_2 je nach der Phase beim Auftreffen der

[1]) LORENTZ-Jubelband, S. 595, 1900.
[2]) Phys. ZS. 4, 469, 1903; 5, 72, 1903.
[3]) Proc. of Roy. Soc. (A) 79, 442, 1907.
[4]) Ann. d. Phys. (4) 22, 440, 1907.

Strahlen verschieden groß machen können. Zweitens soll das ionisierte Gas den Ionenstrom liefern, um, wie oben ausgeführt, die negative und positive Phase statt durch größere bzw. kleinere negative Aufladungsgeschwindigkeit durch Ausschläge entgegengesetzten Vorzeichens kenntlich zu machen. — Nun aber durchdringen Kathodenstrahlen dieser Geschwindigkeit nach Herrn LENARD selbst bei Atmosphärendruck noch mehrere Centimeter Luft und daher dürfte die verzögernde Wirkung bei 1 mm Druck wohl schwerlich in Frage kommen, besonders, da die Abmessungen des Auffangegefäßes nur eine Dicke der Luftschicht von 3 cm ergeben. Man braucht daher sicher trotz des Gases zur Verminderung der Geschwindigkeit von 30000 Voltstrahlen (10^{10} cm/sec) auch nur um 10 Proz., wodurch übrigens noch keineswegs J_2 um 10 Proz. kleiner als J_1 werden würde, schon Spannungen von 4400 Volt. Aber selbst wesentlich geringere Spannungen kann man, zumal in Form schneller Schwingungen, unmöglich an ein Vakuumrohr von der Gestalt des MARXschen Auffängers heranlegen, ohne eine leuchtende Entladung hervorzurufen. Vermögen doch die von Herrn MARX benutzten Potentiale sogar in Luft von Atmosphärendruck am Gleitkontakt der Brücke Funken hervorzurufen.

Ferner erscheint uns die Annahme einer im Takte der Röntgenstrahlen sich ändernden Ionisierung bedenklich. Und wäre wirklich die Ionisation der strahlenlosen und der bestrahlten Phase voneinander unterschieden, so wäre die Elektronenemission des Platinbleches ganz zu entbehren. Das Platinblech würde als einfache Elektrode negative oder positive Ladung dem Elektrometer zuführen, je nachdem die Einstrahlung der ionisierenden Röntgenstrahlen in negativer oder positiver Phase erfolgt.

Eine Elektronenemission des Platinbleches unter dem Einfluß der Bestrahlung würde als additive Größe nur stören.

Stellt man sich trotzdem auf den Standpunkt der MARXschen Anschauung, so ist es schwer, in Anbetracht der Größenordnung der Elektronenemission und der Anzahl der von Röntgenstrahlen erzeugten Ionen, die Abmessungen des FARADAY-Käfigs und die Elektrometerempfindlichkeit zu verstehen. Denn von einer Vereinigung der das Platinblech diffus verlassenden Sekundärstrahlen im Krümmungsmittelpunkt der Platinhohlkathode, in dem sich

das 3 mm weite Loch des Käfigs befindet, kann ja nicht die Rede sein. Ebensowenig ist es verständlich, wie von der geringen Anzahl der in Gas von einigen Millimeter Druck erzeugten Röntgenionen noch genügend in den Käfig eintreten sollen, um in einem Wechselfelde solche Aufladegeschwindigkeiten, wie sie Herr MARX erhielt, zu erzeugen. Schließlich sei noch auf das Bedenkliche einer Resonanz durch periodische Elektronenemission und der Erklärung für das Pendeln des Elektrometers in der Nullstellung hingewiesen.

IV. Eigene Versuche.

In Anbetracht dieser und vieler anderer Schwierigkeiten scheint es uns unmöglich, die theoretischen Vorstellungen des Herrn MARX zur Deutung der von ihm beschriebenen Erscheinungen heranzuziehen und seine Versuche zur Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu verwerten. Dafür aber glauben wir sämtliche experimentellen Tatsachen auf ganz andere Weise deuten zu können, indem wir sie auf den HIMSTEDT-Effekt der Teslaentladung zurückführen.

Als HIMSTEDT-Effekt[1]) bezeichnet man die eigenartige Verteilung der Ionen um einen in leuchtender Entladung strahlenden Teslapol. In der Nähe eines solchen Pols befinden sich positive Ionen im Überschuß, dann kommt eine Zone mit gleichviel positiven und negativen Ionen im Raumelement, also ohne Volumenladung, und dieser neutralen Zone folgen negative Ionen im Überschuß. Die Erklärung dieser Erscheinung ist in den Unterschieden der Beweglichkeiten beider Ionenarten zu suchen, im einzelnen aber noch nicht genau gegeben.

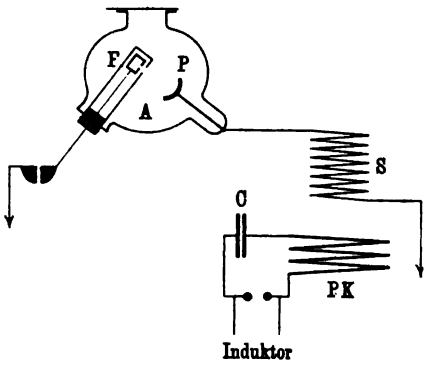
Der Radius der neutralen Zone, d. h. ihr Abstand von der Spitze, wächst bei konstantem Gasdruck mit zunehmender Amplitude der Schwingung und andererseits bei konstanter Spannung mit abnehmendem Gasdruck. Die Wanderung der neutralen Zone läßt sich mit einer Sonde leicht verfolgen.

Um diese Erscheinung in einem Entladungsgefäße von der Form des MARXschen Auffängers hervorzurufen, benutzten wir die in Fig. 2 wiedergegebene Anordnung. *A* ist das Auffange-

[1]) F. HIMSTEDT, Wied. Ann. **68**, 294, 1899. — K. v. WESENDONK, Phys. ZS. 7, 112, 1906.

gefäß, das beliebig mit einer Hg-Pumpe evakuiert werden kann; F der FARADAY-Käfig mit einer Öffnung, deren Durchmesser zwischen 1,5 und 6 mm variiert wurde. Dabei ist die Elektrometerempfindlichkeit bei uns etwas niedriger, 210 cm/Volt gegen 270 cm/Volt bei Herrn MARX. Im übrigen sind die Maße beibehalten. Vom Platinblech P führt eine Leitung zur sekundären Teslaspule S (50 Windungen, $2r = 5{,}8$ cm), die verschieden stark mit einem nicht auf sie abgestimmten Primärkreise PK (5 Windungen, $2r = 20$ cm, $C = 1400$ cm) gekoppelt

Fig. 2.



werden kann. Die Spannung am Platinblech, die für die Teslaentladung maßgebend ist und der Kürze halber mit „Effektivpotential“ bezeichnet werden soll, läßt sich leicht durch Abstandsänderung von PK und S variieren. Bei Erregung des Teslakreises zeigt sich im evakuierten Auffangegefäß eine intensive leuchtende Entladung. Trotzdem war die Elektrometeraufladegeschwindigkeit nur klein.

Die Abhängigkeit der neutralen Zone vom Effektivpotential und Gasdruck war leicht zu erhalten. Wir fanden z. B. für konstanten Gasdruck von 8 mm folgende Tabelle:

Gegenseitiger Abstand der Teslakreise	Ladung des Käfigs	Gegenseitiger Abstand der Teslakreise	Ladung des Käfigs
3,5 mm	—	2,8 mm	— + — +
3,3	—	2,6	+
3,2	—	2,3	+
3,1	—		

Bei dem zum Abstand 2,8 mm gehörigen Effektivpotential zeigt das Elektrometer einen „Nullpunkt", d. h. der FARADAY-Käfig liegt in der neutralen Zone.

Halten wir jetzt das Effektivpotential konstant, so ergibt sich folgende Tabelle für verschiedene Gasdrucke:

Gasdruck in mm Hg	Ladung des Käfigs	Gasdruck in mm Hg	Ladung des Käfigs
2,2	+	3,4	−
4,5	−	2,2	+
3,1	−	4,0	−
2,2	+	2,5	+
2,6	+ − + −	3,0	−

Für ein gegebenes Effektivpotential läßt sich also ein Gasdruck einstellen, bei dem das Elektrometer in Ruhe bleibt oder richtiger um Null pendelt.

Diese Versuche zeigen zweierlei:

Erstens lassen sich die von Herrn MARX beschriebenen Nullpunkte, d. h. Pendeln der Elektrometernadel um die Ruhelage, durch leuchtende Teslaentladung in seinem Auffangegefäß hervorrufen, wenn man Effektivpotential und Gasdruck passend einstellt.

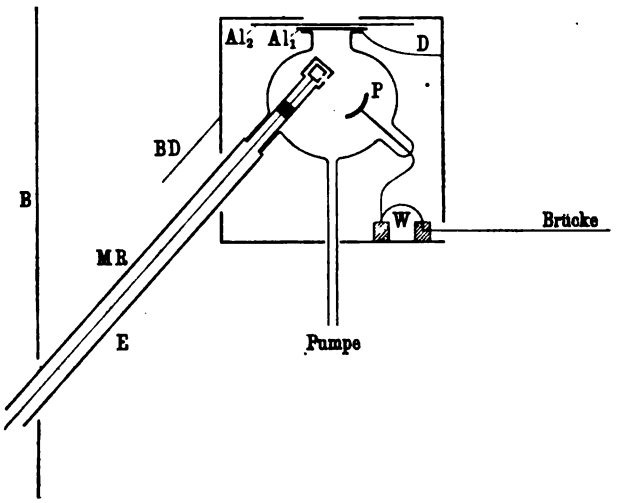
Zweitens: Trotz der intensiven leuchtenden Entladung und der ungeheuren Ionenzahl, insbesondere verglichen mit der durch Röntgenstrahlen erreichbaren Ionisationsstärke, zeigt das Elektrometer hier beim Wechselfeld keine größere Aufladegeschwindigkeit, als sie Herr MARX erhielt.

Diese beiden Tatsachen ließen unsere längst gehegte Vermutung, daß im Auffangegefäß des Herrn MARX leuchtende Entladung vorlag, zur Gewißheit werden. Und in der Tat ist es uns gelungen, mit Hilfe dieser leuchtenden Entladung sämtliche von Herrn MARX beschriebenen Versuche zu wiederholen. Die Röntgenstrahlen spielen dann allerdings nur eine ganz untergeordnete Rolle und die Erscheinungen sind nicht mehr zur Messung der gesuchten Geschwindigkeit geeignet.

Bei der von uns benutzten Versuchsanordnung bemühten wir uns, Form und Abmessungen der MARXschen Anordnung nach

Möglichkeit inne zu halten. Oberhalb des Metallkastens, der das Auffangerohr enthält, befindet sich das kleine 5 cm lange und in seiner Höhe zwischen 0 und 30 cm Abstand vom Kasten verschiebbare Röntgenrohr. Die Zuleitungen zu diesem führen senkrecht nach hinten durch zwei Öffnungen eines großen allseitig geschlossenen Blechgehäuses zum Schwingungssystem, das als kleinste Halbwelle 60 cm statt 45 cm bei Herrn Marx besitzt. Aus der rechten Seite des Kastens ragt durch eine 1,5 mal 1,5 cm weite

Fig. 3.



Öffnung die Zuleitung[1]) zur Brücke heraus, die sich mit der Ebene ihrer beiden Drähte um 30° zur Horizontalen geneigt senkrecht zu den Zuleitungen des Röntgenrohres erstreckt. Die Flaschenkoppelung *Fl*, welche Brücke und Schwingungssystem miteinander verbindet, befindet sich kurz hinter dem Blechgehäuse der Primärerregung auf der zur Kathode des Röntgenrohres

[1]) Zwischen Platinelektrode und der Zuleitung zur Brücke ist von Herrn Marx noch ein 5 cm langer, 0,01 mm dicker Wollastondraht *W* (Fig. 4) eingeschaltet, um die am Ende des Abschnittes II von uns erwähnte Resonanz durch Elektronenemission zu verhindern. Wir haben diesen Draht beibehalten, obwohl er nach unserer Erfahrung für das Gelingen der Versuche keine wesentliche Rolle spielt, da er ja auch bei seiner geringen Dicke selbst für Wechselstrom kaum mehr als seinen Gleichstromwiderstand von etwa 3,6 Ohm besitzt.

führenden Leitung und besteht aus einer 1,5 cm weiten einfachen Drahtwindung auf Hartgummi.

Das Auffangegefäß und sein statischer Schutz ist in Fig. 3 dargestellt. Das Al-Fenster Al_1 ist auf einen mit dem Kasten durch den Draht D verbundenen Messingflansch aufgekittet. Zwischen der Öffnung im Deckel des Schutzkastens und im Fenster ist noch ein großes Stück Al_2 (0,1 mm) eingeklemmt, um den statischen Schutz zu verbessern. Der äußere FARADAY-Zylinder geht direkt in das Messingrohr MR über, das die Verbindung zwischen dem inneren Zylinder und dem Elektrometer hinter der Blechwand B herstellt und bei E zur Erde abgeleitet ist. Die Austrittsöffnung des Rohres MR ist noch mit einem vorspringenden Blechdach BD geschützt.

Schließlich ist noch ein 12 cm langes und 3 cm weites Messingrohr zu erwähnen, das in die dem Beobachter zugewandte Seite des Kastens eingelötet ist und das Auffangegefäß zu besehen erlaubt, ohne den statischen Schutz zu vermindern.

Mit der Anordnung gelang es uns nun, folgende für unsere Auffassung wesentliche Versuche anzustellen:

I. Die Flaschenkoppelung der Brücke wird entfernt, so daß die Brücke als freiendender Draht an das Platinblech angeschlossen bleibt. Dann kann man durch passende Einstellung des Gasdruckes (einige Millimeter oder darunter) eine leuchtende Entladung zwischen den Metallteilen des Auffängers hervorrufen. Die Intensität des Leuchtens wächst mit zunehmender Annäherung des Röntgenrohres und zeigt periodische Maxima und Minima durch Änderung der Brückenlänge. Mit der Intensität ändert sich auch Richtung und Stärke des Elektrometerausschlages, wie es der HIMSTEDT-Effekt verlangt. Der Versuch gelingt in gleicher Weise, wenn man durch ein Bleiblech das Eindringen der Röntgenstrahlen in das Aluminiumfenster vollkommen verhindert. Doch muß man dann entweder den Gasdruck erniedrigen oder die Intensität der das Röntgenrohr betreibenden Schwingung verstärken. Es zeigt sich also, daß die Röntgenstrahlen nur das Eintreten der leuchtenden Entladung erleichtern.

Wir konnten daher den Gasdruck auch so einstellen, daß die leuchtende Entladung nur unter Mitwirkung der Röntgenstrahlen einsetzt, sich dann aber bei Abblendung der Röntgen-

strahlen selbst unterhält. Andere Einstellungen von Gasdruck und Erregung des Schwingungssystems ergeben ein Gebiet, in welchem die Entladung weder selbständig einsetzt, noch sich dauernd nach Abblendung der Röntgenstrahlen erhalten kann. In diesem Falle verschwindet die Entladung nach Abblendung der Strahlen.

Man hat also das Röntgenrohr samt Zuleitungen als Erreger eines schnell wechselnden Teslafeldes anzusehen, welches in den gegenüberliegenden Metallteilen, in erster Linie aber in der vollkommen ungeschützten Brücke B, Schwingungen erzeugt. Wir konnten uns von dem Vorhandensein dieser Schwingungen dadurch überzeugen, daß alle mit größter Sorgfalt hergestellten Erdverbindungen im Dunkeln Fünkchen gegeneinander zeigten. Das Auftreten von Potentialdifferenzen an den Metallteilen des Auffangegefäßes, die groß genug waren, eine leuchtende Entladung hervorzurufen, zu vermeiden, war nur möglich, wenn man (siehe Fig. 3) sowohl die Elektrometerleitung MR als auch die Brückenleitung direkt mit dem Gehäuse an der Austrittsöffnung kurz schloß [1]). Das letztere verbietet sich natürlich von selber.

II. Die Brücke wird durch die Flaschenkoppelung jetzt an das Schwingungssystem angeschlossen und der Einfluß des vom Röntgenrohre herrührenden Teslafeldes auf den Schutzkasten und die Brücke durch eine große horizontale Blechplatte aufgehoben. Ein mit Al verschlossenes Loch dieser Blechplatte gestattet den Röntgenstrahlen, in den Auffänger einzutreten. Jetzt wird das Potential der Platte P lediglich durch die über die Flaschenkoppelung kommende Schwingung bedingt sein. Auch hier lassen sich jetzt durch Variation des Potentials, d. h. Änderung der Brückenstellung und damit Änderung der Resonanz, ein stärkeres oder schwächeres Leuchten der Entladung und dementsprechendes Auftreten des HIMSTEDT-Effektes am Elektrometer beobachten Über den Einfluß der Röntgenstrahlen gilt das oben Gesagte.

[1]) Solange eine aus dem Auffangegefäß kommende Leitung nicht direkt an der Austrittsöffnung am Metallkasten mit diesem Metalle völlig kurz geschlossen war, also selbst dann, wenn sie in einigem Abstande vom Kasten zu derselben Erdung wie der Kasten geführt wurde, konnte man immer leuchtende Entladung im Auffangegefäß beobachten, natürlich stets passende Wahl des Gasdruckes vorausgesetzt.

Dementsprechend ist die Annäherung oder Entfernung des Röntgenrohres für die Stärke der Entladung jetzt ganz gleichgültig. Die auslösende Wirkung der Röntgenstrahlen ist nämlich von ihrer Intensität völlig unabhängig. Das konnten wir in genauer Übereinstimmung mit Herrn MARX durch Anwendung von Bleiblenden, die nur wenige Prozente der Strahlung hindurchließen, nachweisen. Wir konnten übrigens ferner noch zeigen, daß die Röntgenstrahlen gar nicht auf das Platinblech zu fallen brauchen, vielmehr jede streifende Inzidenz, die noch das Aluminiumfenster des Auffangegefäßes berührt[1]), genügt.

III. Die große Metallplatte zwischen Röntgenrohr und Schutzkasten wird wieder fortgenommen. Es treten dann die unter I und II erwähnten Wirkungen gleichzeitig auf, und diese Zusammenstellung gibt die endgültige Versuchsanordnung des Herrn MARX, mit welcher er seine Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen anstellte.

Bevor wir den Hergang einer solchen Messung in unserer Deutung beschreiben, möchten wir, um Mißverständnissen vorzubeugen, besonders betonen, daß alle nun folgenden Versuche und Messungen dieses Abschnittes in dem Bereiche des Gasdruckes und Potentials angestellt wurden, bei dem, wie unter I beschrieben, die leuchtende Entladung weder imstande ist, ohne Röntgenstrahlen einzusetzen, noch sich allein zu unterhalten. Also Druck und Potential werden in einem solchen Bereiche gewählt, daß bei Einschaltung eines Bleibleches in den Strahlengang der Röntgenstrahlen das Elektrometer bei keiner Stellung der Brücke und des Röntgenrohres irgend einen Ausschlag zeigt. Natürlich ist dann auch von einer leuchtenden Entladung nichts zu sehen. Nach Wegziehen des Bleibleches setzt dann eine deutlich sichtbare Entladung ein, und das Elektrometer zeigt einen Ausschlag, entweder negativ oder positiv, je nachdem, auf welcher Seite der Nullzone der Teslaentladung sich der FARADAY-Käfig befindet.

Die Messung geht dann folgendermaßen vor sich: Das Röntgenrohr wird auf einen gewissen Abstand gebracht, das Bleiblech

[1]) Die leuchtende Entladung geht nicht nur zwischen P und F, sondern auch zwischen dem Käfig und dem Al-Fenster über.

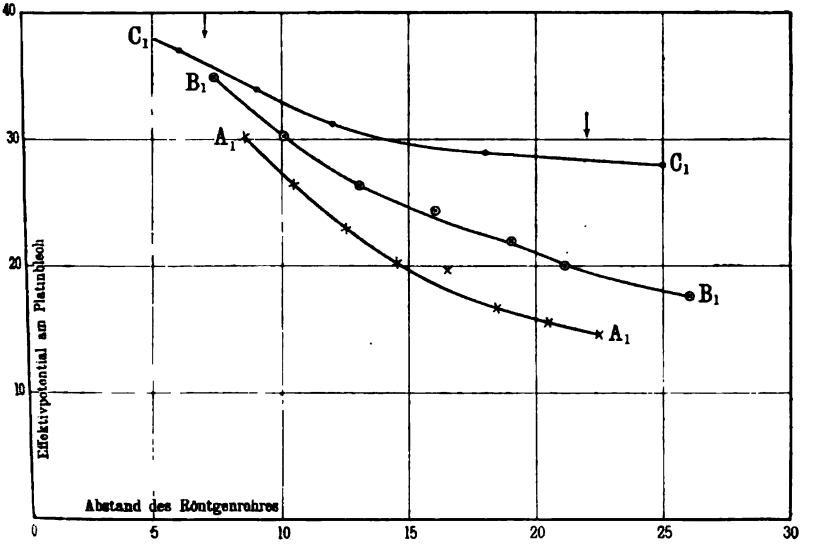
*

fortgenommen und dann durch Einstellung des Druckes im Auffangegefäß bzw. des Brückenläufers die Nullzone der Teslaentladung so verschoben, daß der FARADAY-Käfig sich in ihr befindet. Das Elektrometer zeigt dann einen Nullpunkt, d. h. hier ein Pendeln um die Nullage an.

Dann wird das Röntgenrohr verschoben und damit die Wirkung seines Teslafeldes auf das am Platinblech auftretende Effektivpotential verändert. Um das Effektivpotential auf seinen früheren Wert, das Elektrometer also auf Null zurückzubringen, muß jetzt die Resonanz des zur Flaschenkoppelung führenden Drahtes so verbessert werden, daß die Schwächung der leuchtenden Entladung, die durch eine Verkleinerung der Koppelung des Röntgenrohres nebst Zuleitungen mit dem Empfangssystem entstanden ist, durch sie wieder aufgehoben wird. Es kommt also nur auf die Wiederherstellung des alten Effektivpotentials an, und es ist durchaus unwesentlich, ob etwa die durch Entfernung des Röntgenrohres entstandene Phasenverschiebung zwischen den vom Röntgenrohr direkt durch die Luft und über die Flaschenkoppelung zur Brücke kommenden Schwingungen durch Veränderung der Brückenstellung wieder aufgehoben wird. Käme es nur auf die Phase der beiden Schwingungen an, so müßte ersichtlich die Verschiebung der Brücke gleich der Abstandsvergrößerung des Röntgenrohres werden, und man würde in diesem Falle durch Vergleich der Geschwindigkeit zweier Wellenzüge immer die Lichtgeschwindigkeit als Resultat erhalten. Da jedoch (abgesehen von der Komplikation durch das Vorhandensein vieler Schwingungen) eine Verschiebung des Röntgenrohres nicht nur die Phase der beiden auf den Auffänger wirkenden Schwingungen zueinander, sondern in erster Linie die Intensität ganz bedeutend ändert, so kann nur durch zufällige Dimensionierung die Änderung der Brückenlänge gleich der Abstandsänderung des Röntgenrohres werden und so das von Herrn MARX erhaltene Resultat der Gleichheit von Röntgenstrahl- und Lichtgeschwindigkeit vortäuschen. Demgemäß haben wir unter verschiedenen Versuchsbedingungen ganz verschiedene Verhältnisse zwischen Brücken- und Rohrverschiebung gefunden, die nach der Rechnungsweise des Herrn MARX Werte der Geschwindigkeiten zwischen 0,4 und 13 c ergeben hätten.

Alle Versuche des Herrn MARX lassen sich demnach so erklären, daß man durch Abrücken des Röntgenrohres das Effektivpotential an der Platinplatte ändert und diese Änderung durch eine Verstellung der Brücke wieder ausgleicht. Als Kriterium für eine Änderung des Effektivpotentials bzw. Herstellung seines alten Wertes wird hierbei die Lage der neutralen Zone des HIMSTEDT-Effektes benutzt, und in einem Gebiete gearbeitet, bei

Fig. 4.



dem die Röntgenstrahlen diese zur Beobachtung der Potentialänderung angewandte Entladungsform auslösen.

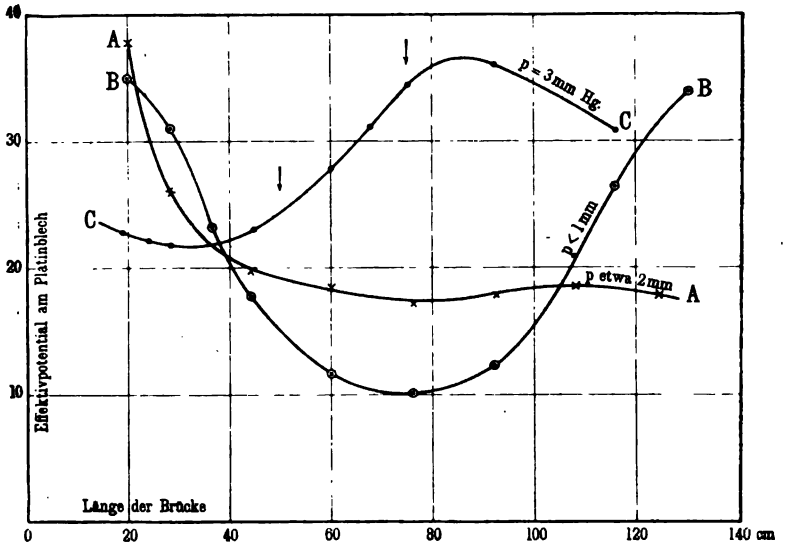
Viel einfacher ist es natürlich, Änderungen des Effektivpotentials durch eine direkte Messung ohne Benutzung der verwickelten Erscheinung des HIMSTEDT-Effektes festzustellen. Eine solche direkte Messung läßt sich ohne Änderung der Versuchsbedingungen dadurch ausführen, daß man an Stelle des Quadrantelektrometers E (Fig. 1) ein Thermokreuz mit Galvanometerkreis an den FARADAY-Zylinder anschließt [1]). Natürlich kann man dann

[1]) Der FARADAY-Käfig wirkt hier als eine einfache, zur Koppelung dienende Kondensatorplatte. — In den Zuleitungen zum Thermokreuz und Galvanometer wurde das Auftreten von Resonanzen vermieden.

den Druck im Auffangegefäß beliebig hoch wählen, da man nicht mehr die leuchtende Entladung braucht, sondern nur das Mitschwingen des mit der Spannungselektrode elektrisch gekoppelten FARADAY-Zylinders bestimmt.

Wir haben zwei Reihen von Kurven aufgenommen; die erste zeigt die Abhängigkeit des an der Platinplatte auftretenden Effektivpotentials von der Entfernung des Röntgenrohres. Bei

Fig. 5.



diesen Messungen bleibt der Brückenläufer in Ruhe. Die Kurven zeigen unter verschiedenen Versuchsbedingungen (Funkenstrecke, Gasdruck im Röntgenrohr, Durchbiegung der Zuleitungen) immer angenähert dieselbe Form. Als Beispiele geben wir die Kurven A_1, B_1, C_1 der Fig. 4.

Nach jeder Kurve, die durch Verschieben des Röntgenrohres entstand, wurde sofort die ihr entsprechende für Verschiebung der Brückenstellung gemessen. Währenddessen blieb der Abstand des Röntgenrohres ein und derselbe. Hier ergab eine Änderung des Gasdruckes im Röntgenrohr alle möglichen Veränderungen der Abhängigkeit des Potentials an der Platinplatte von der Brückenstellung. Als Beispiel mögen hier die den Kurven A_1, B_1, C_1

entsprechenden A, B, C der Fig. 5 dienen. Die starke Abhängigkeit ihres Verlaufs vom Drucke im Röntgenrohr wird dadurch verständlich, daß das Rohr als Vakuumfunkenstrecke[1]) wirkt und bei verschiedenem inneren Widerstand eine verschiedene Intensitätsverteilung der im System vorhandenen Schwingungen hervorruft.

Da unseres Erachtens die von Herrn MARX angestellte Messung, wie oben beschrieben, nur in der Kompensation einer Potentialänderung (Verschiebung des Röntgenrohres) durch eine andere (Brückenverstellung) beruht, so läßt sich aus unseren Potentialverteilungskurven für jedes Kurvenpaar ohne weiteres berechnen, welche scheinbare Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen man erhalten würde, wenn man die Rohrverschiebung durch Brückenverschiebung ausgleicht. Ferner zeigt die Form der Kurven, daß die zwischen Brücken- und Rohrverschiebungen gefundenen Verhältnisse sehr wohl in einem Verschiebungsbereich von 6 bis 15 cm konstante Werte zeigen können. Auch findet die Angabe des Herrn MARX, daß für die Geschwindigkeitsmessung der höchste Gasdruck der geeignetste sei, eine Bestätigung. Denn das Verhältnis beider Verschiebungen nähert sich am meisten der 1 in der Kurve für den Druck $P = 3$ mm, und zwar in dem mit Pfeilen gekennzeichneten Bereich.

Zur Reproduktion konstanter Werte ist es also bei Benutzung des Thermokreuzes nur erforderlich, stets die gleiche Verteilung des Effektivpotentials längs der Brückenlänge einzustellen.

Benutzt man das Quadrantelektrometer in der ursprünglichen Anordnung, so läßt sich eine Abhängigkeit der Elektrometeraufladung dadurch reproduzieren, daß man zwei Stellen gleichen Effektivpotentials, kenntlich durch die Nullzone des HIMSTEDT-Effektes, auf einen konstanten Abstand auf der Brücke bringt. So verfährt Herr MARX, wenn er, wie auf S. 122 bis 123 ausgeführt, den Abstand zweier Nullpunkte gleich $\frac{1}{2}\lambda = 45$ cm macht, um durch die „gut abgestimmten Vakua“ gleiche Bereiche positiven und negativen Elektrometerausschlages auf der Brücke zu erhalten.

Zusammenfassung.

Wir glauben in unserer Arbeit den Nachweis folgender Tatsachen erbracht zu haben:

[1]) A. WEHNELT, Wied. Ann. 65, 528, 1898.

1. Die von Herrn MARX gegebenen theoretischen Grundlagen seiner Methode versagen bei der Erklärung der tatsächlich beobachteten Erscheinungen, und zwar in erster Linie wegen der Größenordnung der gesuchten Effekte.

2. Die von Röntgenstrahlen periodisch getroffene Platinplatte wird zu einem in leuchtender Entladung strahlenden Teslapol.

3. Gasdruck und Dimensionen des Apparates sind so gewählt, daß die leuchtende Entladung nur mit Hilfe der auslösenden Wirkung der Röntgenstrahlen einsetzt.

4. Hat die leuchtende Entladung eingesetzt, so hängt die Aufladung des Faradaykäfigs in Größe und Vorzeichen cet. par. lediglich von der Höhe des an der Platinplatte auftretenden Effektivpotentials ab.

5. Dies Effektivpotential wird bedingt, wie Messungen mit dem Thermokreuz, unabhängig von jeder Röntgenstrahlung, ergaben,

a) durch den Abstand des Röntgenrohres, da das Röntgenrohr nebst Zuleitungen und die darunter angebrachte gänzlich ungeschützte Brücke miteinander gekoppelt sind und diese Koppelung durch Abrücken des Röntgenrohres geschwächt wird;

b) durch die Stellung des Brückenläufers, da die Resonanz der Brücke von der Länge abhängt.

Eine Änderung des Effektivpotentials durch Abstandsänderung des Röntgenrohres läßt sich daher durch eine Verstellung des Brückenläufers kompensieren.

6. Durch passende Wahl des Gasdruckes im Auffangegefäß und im Röntgenrohr lassen sich die Bedingungen feststellen, unter denen in größerem Verschiebungsbereich konstante Verhältnisse zwischen Rohr- und Brückenverschiebung reproduzierbar sind, und es läßt sich diesem Verhältnis jeder beliebige Wert erteilen. Eine Notwendigkeit, daß Röntgenrohr- und Brückenverschiebung einander gleich werden, ist nicht ersichtlich.

7. Es besteht kein innerer Zusammenhang zwischen den von Herrn MARX beschriebenen Versuchen und der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Januar 1908.

Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen;

von Erich Marx.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Jan. 1908, eingegangen am 13. Febr. 1908.)

(Vgl. oben S. 33.)

In folgender Arbeit sollen die Vorgänge im Auffanggefäß meines Apparates zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen behandelt werden.

Die Behandlung ist eine etwas ausführlichere als die früher veröffentlichte, und sie ist namentlich in einem wesentlichen Punkte durch die inzwischen ausgeführte Untersuchung über die δ-Strahlen beim CURIE-SAGNAC-DORN-Effekte ergänzt. Eine Änderung meiner früheren Ausführungen ist durch die neuen Ergebnisse in keinem wesentlichen Punkte gegenüber der Darstellung in der Abhandlung der Kgl. Sächsischen Akademie 29, 445, 1906 bzw. Ann. d. Phys. (4) 20, 677, 1906 erforderlich gewesen, sondern lediglich die seinerzeit angekündigte Ergänzung. Während ich sie erst später veröffentlichen wollte, benutze ich die Gelegenheit einer öffentlichen Diskussion, sie bereits jetzt bekannt zu geben.

I. Die Grundlagen der Geschwindigkeitsmessung.

In zwei Arbeiten habe ich Versuche beschrieben, die ich glaube so erklären zu müssen, daß aus ihnen folgt, daß die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen gleich der Lichtgeschwindigkeit ist.

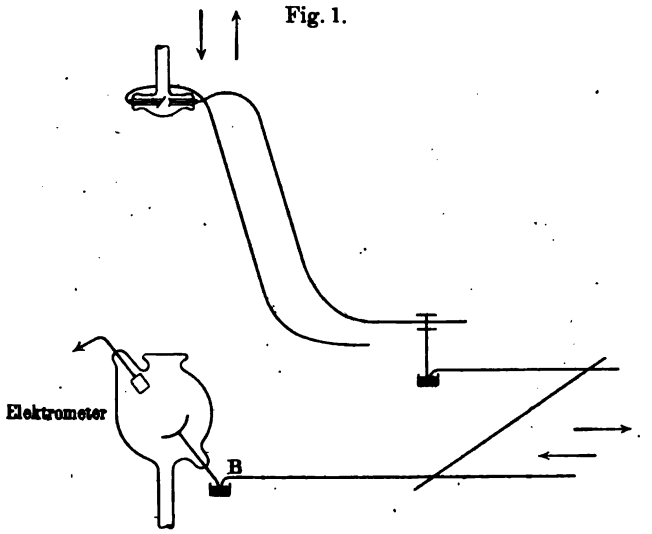
Das Schema des Versuches zeigt Fig. 1.

Eine kleine Röntgenröhre wird mit schnellen Schwingungen gespeist. Unterhalb der Röhre ist eine Elektrode B, die durch einen kleinen Kondensator über eine verstellbare Brücke, wie Fig. 1 zeigt, gekoppelt ist. Bei der Verschiebung der Röhre soll unten veränderte Phase der Schwingung angetroffen werden. Die Veränderung soll durch Verschieben der

Brücke kompensiert werden, indem die angetroffene Phase von der Weglänge bis zu B hin abhängt. Die Zeit, welche die Welle braucht, um die doppelte Brückenverschiebung zurückzulegen, ist dann gleich der Zeit, welche die Röntgenstrahlen brauchen, um die Verschiebungsstrecke zurückzulegen.

Das Wesentliche des Versuches ist, daß eine völlig elektrostatische Abschirmung des Gefäßes B erreicht werden muß. Diese elektrostatische Abschirmung muß unabhängig davon sein, ob die

Fig. 1.



Röntgenstrahlen durch ein kleines Bleiblech auf dem Aluminiumfenster abgeschirmt werden oder nicht. Alsdann läßt sich folgendes zeigen: Liegt das Bleiblech auf dem Aluminiumfenster, so kann man in B bei Einschaltung der Wellenerregung Schwingungen erzeugen, die das Elektrometer völlig in Ruhestand lassen.

Zieht man aber dieses kleine Bleiblech weg, so findet eine Aufladung des Elektrometers statt, die cet. par. stationär ist. Diese Aufladung des Elektrometers verändert sich bei Veränderung der Höhenstellung der Röntgenröhre, trotzdem der stets eingeschaltete Kontrollversuch mit dem Bleiblech zeigt, daß es bei jeder Stellung, wenn also über den ganzen möglichen Verschiebungsbereich von Brücke und Röhre verschoben wird, die Röntgenstrahlen sind, welche die Veränderung hervorrufen, nicht

etwa eine Wirkung, die nicht durch Röntgenstrahlen eintritt, etwa Schwingungen oder anderweitige Störungen durch unvollkommenen Induktionsschutz.

Da die Voraussetzung der Methode darin besteht, daß durch geringe Brückenverschiebung stark veränderte Phase angetroffen wird, kann man natürlich nur mit HERTZschen Schwingungen arbeiten. Es ist deshalb notwendig, daß man sich vor Beginn der Messung davon überzeugt, daß die HERTZsche Schwingung für die Strahlenemission und die Lage der Knoten auf den Brückendrähten bestimmend ist. (Abhandlung S. 453.) Hierbei ist eine vollständige Gleichheit der positiven und negativen Gebiete nicht notwendig (vgl. Abh. S. 478, Ann. 710), wohl aber muß die Summe der Gebiete die Wellenlänge λ ergeben. Man kann auch anders verfahren; man kann zunächst an zwei Nullpunkten kontrollieren, ob die Nullpunkte wirklich der Meßschwingung zugehören, indem man sich zunächst von der Gleichheit der Kompensation, unabhängig vom benutzten Nullpunkte, überzeugt, oder man kann so verfahren, daß man vor der definitiven Messung durch schnelles, rohes Einstellen sich überzeugt, daß die Messung von der Abstandsänderung unabhängig ist. Ehe man sich aber überzeugt hat, daß die Nullpunkte der Meßschwingung entsprechen, darf man natürlich nicht mit der Messung beginnen. Für die Messung selbst ist es dann unnötig und nicht ratsam, die Verschiebung aller Nullpunkte zu messen, weil die genaue Messung einer Nullpunktsverschiebung genügt und bereits viel Zeit in Anspruch nimmt und die Wahrscheinlichkeit einer Nullpunktsänderung während der Messung mit der Inanspruchnahme des Apparates und der Zeit wächst (vgl. folg. Arb., Kap. I).

Wenn man nun die Röhre bzw. die Brücke in geeigneter Weise eingestellt hat, so läßt sich erreichen, daß bei aufliegendem Bleiblech absolute Elektrometerruhe eintritt, daß dagegen bei entferntem ein langsames Schwanken um die Nullage stattfindet. Jede Änderung der Stellung der Röhre innerhalb gewisser Grenzen läßt alsdann einen Ausschlag am Elektrometer erscheinen, der, wie das Experiment zeigt, nur durch Röntgenstrahlen bewirkt ist. Diese Ausschläge sind bei Antreffen der positiven Phase schwach positiv, bei Antreffen der negativen stark negativ, wenn der Druck

geeignet reguliert ist. Diese großen negativen Ausschläge sind von einer schwachen Leuchterscheinung an der Elektrode begleitet. Diese erstreckt sich einige Millimeter weit von der Platinelektrode aus in das Gas. Das gleiche findet nicht statt, wenn die Elektrode positiv angetroffen wird. (Vgl. Kap. II und III.) Während der Verschiebung muß der Druck dann absolut konstant bleiben. Der Druck im Rohre ist dabei zwischen 1 bis etwa 7 mm variabel. Die Einstellung hängt von den Stromverhältnissen und der Härte der kleinen Röntgenröhre ab (vgl. Kap. II, Schluß), in welcher Weise, ist durch Tabellen S. 33 der Abhandlung beschrieben. Der Druck wird bei feststehender Röhre eingestellt. Die Verschiebung der Röhre kann dann beliebig bis etwa 15 cm betragen.

II. Die Vorgänge im Auffanggefäß, welche direkt durch die Röntgenstrahlen entstehen.

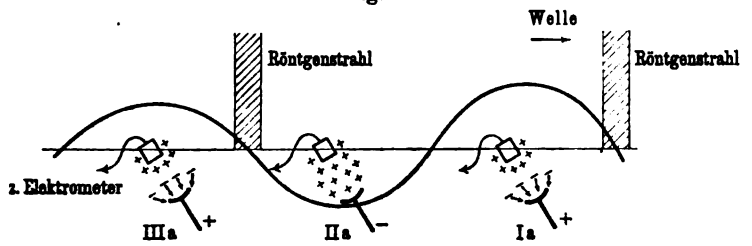
1. Die Volumenionisation im Auffanggefäß.

Während ich zunächst glaubte, jede Volumenionisation im Auffangrohr vermeiden zu müssen, beobachtete ich, daß nur bei Anwesenheit von Gasresten polare Unterschiede beim Auftreffen der Röntgenstrahlen an der im gleichen Takte schwingenden Elektrode zu erhalten waren, die der gleichen Periode entsprachen. Die Tatsache, daß der Einfluß der Verschiebungen der Röhre und die hiermit verbundenen Änderungen im Antreffen der Phase sich durch Verschiebung der Brücke in Hinsicht auf die Röntgenstrahlenwirkung (und wesentlich auf diese) kompensieren lassen, wenn Gasreste im Rohr sind, ist beobachtet, nicht a priori erdacht.

Das Experiment führte also zu der Frage: Wenn die Potentiale an der schwingenden Elektrode schnell wechseln, und die Ionisation im selben Tempo mit dem Auftreten der Röntgenstrahlen und gleichzeitig dem der negativen Phase an der schwingenden Elektrode erfolgt, ist es dann theoretisch möglich, daß auch der Ionisationszustand im Volumen des Rohres die gleiche Periode aufweist wie die Röntgenstrahlen? Die Beantwortung dieser Frage ist sofort dahin zu geben: Ein so schnelles Folgen des Ionisationszustandes kann dann und nur dann stattfinden, wenn die Bewegung mindestens einer Ionenart so groß ist, daß die Ionen nur Zeiten brauchen, um sich

bis zur schwingenden Elektrode bzw. bis zum Faradayzylinder zu bewegen, die innerhalb der Dauer einer Phase der Schwingung liegen. Wenn also die schwingende Elektrode, wie in meiner Anordnung, während 45 cm Lichtzeit positiv ist, so müssen alle Ionen eines Vorzeichens, sagen wir die negativen, die im Volumen zwischen Faradayzylinder und Elektrode sind, während der Dauer dieser 45 cm Lichtzeit bis zur Elektrode gelangen. Ist dies der Fall, so findet die negative Phase der schwingenden Elektrode, die dem positiven Zustande folgt, keine negativen Ionen (oder besser keine merklichen) mehr vor. Dann findet also in den verschiedenen Phasen der schwingenden Elektrode folgendes statt (Fig. 2):

Fig. 2.



Ia. Die negativen Ionen, welche während des positiven Zustandes der Elektrode erzeugt werden, werden von ihr angezogen und lassen den Faradayzylinder schwach positiv zurück.

IIa. Die darauf folgende Minusphase der Elektrode, in der keine Röntgenstrahlen eintreffen, ist für den Ionisationszustand unwirksam, da die allein im Volumen noch vorhandenen positiven Ionen in der kurzen Dauer der negativen Phase sich wegen ihres Mangels an „Beweglichkeit“ nicht wesentlich von der Stelle rühren.

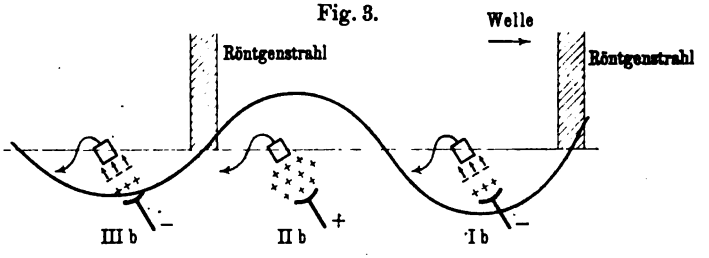
IIIa = Ia, d. h. die neu erzeugten negativen Ionen werden wieder durch die positive Phase dem Volumen entzogen; die positiven Ionen, die zurückbleiben, steigern das Potential des Faradayzylinders.

Genau Entsprechendes gilt für Ib, IIb, IIIb der Fig. 3, d. h.: Wenn die negative Phase während der Ionenerzeugung angetroffen wird, dann wird der Faradayzylinder negativ. Diese Verhältnisse, wie sie hier geschildert sind, können nur dann, aber müssen auch dann eintreten, wenn die Zeit, die die

negativen Ionen brauchen, um nach ihrer Erzeugung das Volumen zu durchqueren, annähernd gleich oder kleiner als die Phasendauer ist.

Nun hat bereits Herr LANGEVIN gezeigt, daß bei niederem Druck die negativen Bestandteile der Volumenionisation Elektronen sind. Hätte er es nicht gezeigt, so würde es, gerade für sehr kurze Zeiten, aus diesen meinen Versuchen folgen: Denn in der Tat ist ja die Methode, die zu solchen Messungen die J. J. THOMSONsche Schule verwendet hat, im wesentlichen die, welche hier bei meinen Versuchen in Anwendung kommt. Und es mußte ja als viel wahrscheinlicher erscheinen, daß die negativen Ionen direkt post statum nascendi Elektronen sind, als geraume Zeit nachher. Meine Zeiten sind aber in anderer Größen-

Fig. 3.



ordnung kleiner als die bei LANGEVIN. Wie man heutzutage in dieser Hinsicht noch Zweifel haben kann, das kann ich gar nicht einsehen[1])! Gibt es denn überhaupt in statu nascendi in Gasen negative Ionen? Die ganze Entwickelung der Elektrizitätsleitung in Gasen drängt meines Erachtens dahin, die Frage mit „Nein" zu beantworten. Selbst bei Atmosphärendruck, bei der Funkenentladung, in Flammengasen, kurz überall, wo man die negativen Ionen in statu nascendi zu fassen bekam, wo man ihre freien Weglängen durch große Potentialgefälle erhöhte und sie dadurch vor Kollisionen bewahrte, bevor sie zur Messung kamen, haben sie sich nicht als Ionen, sondern als Elektronen erwiesen.

Es müssen also im Auffangrohr bei der Bestrahlung im Volumen Elektronen frei werden. Diese Elektronen unterliegen dem Felde

[1]) Diese Zweifel bildeten im Vortrage und in der Diskussion ein Hauptmoment, sind aber dann aus dem definitiven Vortragsmanuskript der Herren FRANCK und POHL fortgelassen worden.

der schwingenden Elektrode. Das Feld hat eine Dauer in positiver bzw. in negativer Richtung von 45 cm Lichtwegzeit. Die Spannung an der Elektrode hat während etwa 40 cm Lichtzeit annähernd die Größenordnung von 4000 Volt. 4000 Volt erteilen Elektronen eine Beschleunigung von etwa 1 : 8,4 Lichtgeschwindigkeit. Also würden sie während 40 cm Lichtzeit einen Weg von 4,7 cm zurücklegen. Der Faradayzylinder ist nur 3 cm von der Elektrode entfernt. Es wird demnach das Schema unserer Figur erfüllt sein: Während der Dauer einer Phase wird das ganze Volumen zwischen Faradayzylinder und Elektrode derartig von Elektronen gesäubert, daß der folgende Schwingungszustand im Volumen keine Elektronen mehr antrifft. Also folgt:

I. Der Ionisationszustand zwischen Faradayzylinder und der Elektrode ist der Periodizität der schwingenden Elektrode unterworfen.

Diese ganze Überlegung ist hier nicht neu angestellt, sondern auf S. 447 der Abhandlung (bzw. S. 680 der Annalen) auf drei Zeilen zusammengedrängt, aber identisch mit der hier angestellten. Es sei ohne nähere Ausführung bemerkt, daß die Streifenbreite der Röntgenstrahlen wesentlich kleiner ist als die der Phase (vgl. Abhandlung S. 460, Annalen S. 693). Hierdurch kann die Dauer der 45 cm-Lichtzeit sehr vollkommen ausgenutzt werden.

2. Die Oberflächen-Ionisationen in meinen Versuchen.

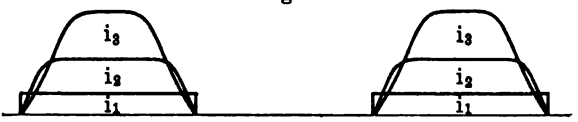
Ich komme nun zu dem zweiten Faktor, dem bei meinen Experimenten im Auffangrohr eine wesentliche Funktion zukommt, zur Oberflächen-Ionisation an der Platinelektrode. In bezug auf diese Oberflächendissoziation habe ich ausdrücklich darauf hingewiesen, daß erst weitere Untersuchungen ihre quantitative Bedeutung in meinen Versuchen klar legen werden (Abhandlung S. 447). In diesem Hinweise liegt aus dem Grunde kein Einwand gegen die Stichhaltigkeit meiner damaligen Schlüsse, die ich aus den Experimenten zog, weil der Vorteil der Nullmethode ja gerade darin liegt, daß der als Kriterium benutzte Vorgang nicht im einzelnen bekannt zu sein braucht, vorausgesetzt, daß nachgewiesen ist, daß die einzigen veränderten Parameter, nämlich Abstand und Kompensation, den als Kriterium benutzten Vorgang nicht ändern. Das aber war nachgewiesen!

Für einen Teil der Oberflächendissoziation, den eigentlichen Dorneffekt, der vor allem bei weitgehendem Vakuum eintritt, zeigte ich, daß jede polare Beeinflussung der schwingenden Elektrode ausbleibt: Während bei vorhandener Volumenionisation Plusgebiete mit Minusgebieten auf dem Brückendrahte wechseln, ergab das Experiment, daß bei weitgehendem Vakuum über die ganze Länge des verwendeten Drahtes hin Minusausschläge bleiben, im Einklang damit, daß bei Elektroden, deren Umgebung gasfrei ist, der Dorneffekt im Mittel 30000 Volt äquivalent ist.

Nun aber haben meine inzwischen ausgeführten Experimente die damals offen gelassene Frage entschieden, daß neben dem Dorneffekt eine langsame Kathodenstrahlung von der bestrahlten Elektrode ausgeht. Die Methode wird weiter unten in Kap. IV angegeben werden. Hier kommt es im wesentlichen darauf an, daß diese δ-Strahlung da ist und in derselben Richtung wirkt wie die Ionisation, wenn die Elektrode negativ angetroffen wird. Sie bleibt aus, wenn sie positiv getroffen wird.

Es stellt sich demnach die Aufladung des Elektrometers, soweit sie direkt durch die Röntgenstrahlen bewirkt wird, durch Übereinanderlagerung von drei gleichgerichteten Effekten dar im Falle, daß die schwingende Elektrode negativ angetroffen wird

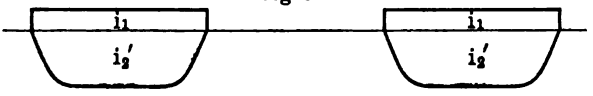
Fig. 4.



Elektrometeraufladung bei negativ angetroffener Phase.

(Fig. 4), und von zwei entgegengesetzt gerichteten im Falle, daß sie positiv angetroffen wird (Fig. 5).

Fig. 5.



Elektrometeraufladung bei positiv angetroffener Phase.

In der Fig. 4 und 5 bezeichnet i_1 den Strom aus dem Dorneffekt, der von der Phase unbeeinflußt ist, i_2, i_2' den Strom aus den Elektronen, die den Volumen entstammen, i_3 den der δ-Strahlen, es ist also

$$-J = -(i_1 + i_2 + i_3)$$

der Elektrometerstrom für die negative Phase. Und es ist

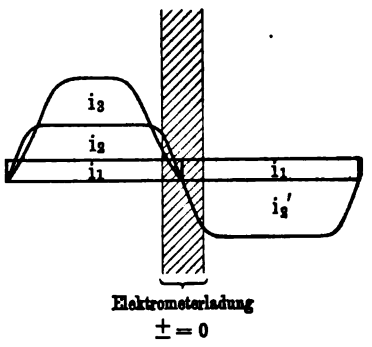
$$+J = (i_2' - i_1)$$

der Elektrometerstrom für die positive Phase.

i_2' entsteht dadurch, daß das Elektrometer die Ladungen der positiven Gasreste annimmt.

Betrachten wir jetzt den Fall, daß die Röntgenstrahlen so eintreffen, daß sich die Ladung Null ergibt; dies findet statt in Fig. 6, so folgt:

Fig. 6.



II. Es besteht die Null bei Einwirkung der Röntgenstrahlen aus einem dynamischen Gleichgewicht aus fünf Komponenten.

Sowie sich eine der Komponenten um ein weniges verändert, was ja in der Natur des Experimentes liegt, so wird die andere verstärkt, also folgt für dieses dynamische Gleichgewicht:

III. Es muß die Null bei Einwirkung der Röntgenstrahlen sich durch ein Schwanken der Elektrometernadel dokumentieren.

Da die Komponenten am Nullpunkt annähernd von gleicher Größenordnung sein dürften, zum Teil aber sehr schnell mit der Entfernung vom Nullpunkt zunehmen, so folgt:

IV. Die zunächst überraschende Einstellungsschärfe hat ihre Ursache darin, daß ein wenig Verschiebung imstande ist, eine der Gleichgewichtskomponenten zu entfernen.

Wenn nun sehr weiche Röntgenstrahlen verwendet werden, was ja bei meiner Anordnung deshalb nötig ist, weil alsdann die schnellen Schwingungen allein Röntgenstrahlen erzeugen, da für deren Erzeugung der Potentialanstieg, nicht das Potential wesentlich ist (Abhandlung S. 456, Annalen S. 688), so wird bei der Schwächung der Strahlen durch Blenden oder durch Entfernen i_1, i_2, i_3, i_2' direkt proportional der Schwächung der Röntgen-

strahlen abnehmen. Denn es ist für alle weichen Röntgenstrahlen sehr angenähert direkte Proportionalität dieser Komponenten mit der Strahlenmenge nach experimenteller Feststellung vorhanden. Also folgt:

V. Es muß in relativ sehr weiten Grenzen Unabhängigkeit des Nullpunktes von der Strahlenmenge vorhanden sein, da die Amplituden der Ladungen, aber nicht die Null sich ändern.

Alle diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befunde. Zu weit darf man mit der Röhrenentfernung nicht gehen, schon wegen des starken Nachlassens der positiven Ausschläge, die, im Gegensatz zu den negativen (vgl. Kap. III), wohl im wesentlichen allein durch die bisher diskutierten Effekte bedingt sind. Es zeigt sich auch, daß bei einer Verschiebung über 15 cm die Messung nicht genauer ist, als bei einer Verschiebung über 6 cm. Ob hieran mehr die Schwächung der Strahlung oder die Änderung der Periode durch die Verbiegung schuld ist, kann ich nicht sagen. Es zeigt sich jedenfalls, daß trotz gleicher Einstellungsfehler die kleine Verschiebung den gleichen wahrscheinlichen Fehler aufweist wie die große.

Diese Betrachtungen gelten nur bei richtiger „Abstimmung" des Vakuums. (Vgl. VIII dieses Kap.) Ist der Druck zu niedrig, dann folgt aus Fig. 4 und 5 wegen der Ausschaltung von i_2 und i_2':

VI. Bei zu niedrigem Druck hören die positiven Ausschläge auf, und wegen der fehlenden Ionisation ist auf dem ganzen Draht negatives Gebiet.

Bei höheren Drucken im Auffanggefäß wird aber die Wirksamkeit der schnellsten Potentialschwankung im Auffangrohr ausgeschaltet; dann kann wegen der geringeren Beweglichkeit der negativen Träger im Rohr der Ionisationszustand nicht der schnellsten Periode folgen; alsdann tritt die nächst längere Schwingung des Kondensators in Aktion, und auf dem ganzen Draht ist infolge der Dimensionierung der Brückendrähte, die in die Größenordnung der halben Wellenlänge der zweiten Schwingung des Systems fällt, und infolge der Phasenverschiebung an dem kleinen Abzweigkondensator positives Gebiet. Wie das zustande kommt,

das ist quantitativ in meiner Hauptabhandlung ausgeführt (Abh. S. 457 bis 464; Ann. S. 690 bis 698), so daß nur der Vollständigkeit halber ein kurzer Hinweis nötig erscheint. Es ergibt sich also:

VII. Ist der Druck zu hoch, dann ist auf der ganzen Brückenleitung positives Gebiet.

Hierbei ist die Härte der Röntgenstrahlen, wie leicht ersichtlich, ein wesentlicher Faktor. Denn die Ionisation im Auffanggefäß ist umgekehrt proportional der Strahlenhärte. Harte Strahlen verlangen also im Auffanggefäß hohen Druck. Ist aber in der Röntgenröhre hoher Druck, d. h. sind die Strahlen weich, so muß unten der Druck niedriger werden. Eine kleine Veränderung des einen Druckes muß also relativ großen Einfluß haben, weil sie eine angenähert doppelt so große Einstellungsänderung nach der entgegengesetzten Richtung im zweiten Gefäß erfordert. Aus diesen Betrachtungen folgt:

VIII. Die als „Abstimmung" bezeichnete Einstellung des Vakuums ergibt sich theoretisch notwendig.

Ist das Vakuum etwas zu hoch, so setzen erst bei den höchsten positiven Potentialen die positiven Entladungen ein, ist es aber zu niedrig, dann findet das gleiche für die negativen statt. Im ersten Falle ist also das negative Gebiet größer als das positive, im zweiten ist das Umgekehrte der Fall. Die ganze Wellenlänge bleibt dabei so gemessen annähernd die gleiche, als wenn beide Gebiete der Halbwellen auf Gleichheit abgemessen sind. (Vgl. Abh. Tab. III A, B, C.) Bei der Einstellung ist dabei die Eigenschaft des Platins, sich nur träge in seinem Absorptionszustand gegenüber dem Gase der Umgebung zu verhalten, sehr störend.

Alle wesentlichen Betrachtungen sind hier nicht neu angestellt, sondern in gedrängter Darstellung bereits in meiner Abhandlung enthalten. Denn bis zu diesem Punkte kommt den inzwischen aufgefundenen δ-Strahlen keine wesentliche Bedeutung zu. Hierbei sind von mir unter δ-Strahlen solche Kathodenstrahlen verstanden, deren Geschwindigkeit durch ein elektrostatisches Feld beliebiger Größe eindeutig bestimmt ist. Diese Strahlung tritt erst im nächsten Kapitel in Erscheinung.

Wir sind bisher in jedem Punkte in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befunde.

*

III. Die negative Auslösung.

Außer den in Kap. II betrachteten Ionisationen ist nun natürlich noch die durch das Feld erzeugte Ionisation in der Umgebung der schwingenden Elektrode vorhanden. Diese Feldionisation reicht bei meiner Anordnung nicht über die unmittelbarste Umgebung der Elektrode hinaus. Das zeigt sich dadurch, daß die Elektrometerruhe eine völlig statische Null anzeigt. Wäre diese Elektrometerruhe nur scheinbar, d. h. durch dynamisches Gleichgewicht hervorgerufen, so müßte bei aufliegendem Blei die Elektrometernadel schwanken. Das ist aber nicht der Fall. Das Elektrometer ist absolut ruhig, ohne jeden Gang und ohne jede Schwankung.

Hierauf muß die Funkenstrecke eingestellt werden. Es darf kein Schwanken des Elektrometers eintreten. Ein weniges muß aber dann genügen, um bei negativer Phase die Entladung auszulösen; das zeigte das Experiment. Ich habe seinerzeit die Erscheinung so beschrieben, daß ich sagte: „Die schwingende Elektrode, die, auf minimale Energie ansprechend, mit viel tausendfacher Energie antwortet, stellt ein Uhrwerk dar von relaisartigem Charakter usw." (Phys. ZS. 6, 777, 1905; diese Verh. 7, 321, 1905.) Hieraus geht deutlich hervor, welches Bild ich mir von den Vorgängen im Apparat gemacht habe, und ich glaube jetzt zeigen zu können, daß es zutrifft. Ich stelle ausdrücklich fest, daß ich nie behauptet habe, daß die großen negativen Ausschläge irgend etwas mit der Energie der Röntgenstrahlen zu tun haben. Nur die schwachen positiven Ausschläge entstammen im wesentlichen der Energie der Röntgenstrahlen, und ihretwegen bin ich gezwungen, die Elektrometerempfindlichkeit 400 mm für 0,1 Clark zu nehmen.

Ich habe mir seinerzeit wohl überlegt, ob ich über die Natur dieser Auslösung der negativen Entladung, die ich nur beschrieben, nicht zu deuten versucht habe, in der Hauptabhandlung Spekulationen anstellen solle oder nicht. Ich habe es nicht getan und mich mit einem Hinweis auf „Weitere Untersuchung über das Vorhandensein langsamer Kathodenstrahlen" beschränkt und hinzugefügt, daß sie „im Gange" sind (Abh. S. 477; Ann. S. 679), weil ich über folgende Schwierigkeit nicht fortkam: Wenn ich auch annehmen mußte, daß δ-Strahlen die Auslösung bei negativer Phase bewirken (vgl. weiter unten), so war nicht einzusehen, warum nicht die δ-Strahlen bei positiver Phase der Elektrode

die Entladung zum Aluminiumfenster führen könnten. Denn wenn die Elektrode positiv ist, so enden die Kraftlinien am Aluminiumfenster und am Faradayzylinder. Wenn nun auch der Faradayzylinder so angebracht war, daß er sich außerhalb des Ganges der Röntgenstrahlen befand, so wurde doch sicher das Aluminiumfenster getroffen und es mußten dann die δ-Strahlen, welche am Aluminiumfenster entstehen würden, die Entladung auch für die positive Phase der Elektrode bewirken. Denn dann ist ja das Fenster Kathode und die Kraftlinien enden am Aluminiumfenster. Wenn aber eine Entladung vom Aluminiumfenster aus zur Elektrode erfolgt, so würde das ganze Volumen leitend. Dann müßte also die Entladung auch zum Faradayzylinder erfolgen, und es wäre nicht zu erklären, warum bei Plusphase sanfte, nicht unruhige Anstiege der Elektrometernadel zu beobachten sind.

Ich habe aus diesem Grunde über die ganze Auslösung keine Spekulationen angestellt und gebe selbstverständlich zu, daß hier meine Abhandlung eine Lücke in Hinsicht der Funktionserklärung des Nullapparates aufweist, allerdings eine, an deren Beseitigung ich seit langem arbeite. Alle Methoden, die ich zunächst zur Untersuchung der δ-Strahlen bei Platin versuchte, scheiterten an der Unmöglichkeit, ein Vakuum zu erhalten, das bei Röntgenstrahlen nicht doch eine diffuse Elektronenstrahlung aufwies, zum Teil von den Wänden, zum Teil von Gasresten. So wurde mir eine magnetische Trennung nicht einwandfrei möglich. Ich habe dann zunächst das Problem gelassen und bin durch die Untersuchung der CURIE-SAGNAC-DORN-Effekte zu der Lösung der Frage der δ-Strahlen und gleichzeitig derjenigen der Auslösung in meinem Nullinstrument gekommen. Die Methode ist im folgenden Kapitel in ihrem wesentlichen Prinzip beschrieben: Es zeigte sich, daß Aluminium das einzige Metall ist, das überhaupt keinen merklichen RÖNTGEN-elektrischen Effekt aufweist, also weder δ-Strahlen (Lenardeffekt), noch den Dorneffekt zeigt. Das war nicht vorauszusehen, da Aluminium bei ultravioletter Bestrahlung einen sehr großen Lenard- bzw. Hallwachseffekt hat. Platin aber gibt relativ sehr stark δ-Strahlen ab.

Hiermit ist nun aber der Auslösungsvorgang und mit ihm wohl die letzte wesentliche Funktion des Nullapparates in dem Apparat aufgeklärt. Denn diesen am Platin während der nega-

tiven Phase frei werdenden δ-Strahlen muß für die Auslösung eine äußerst wesentliche Funktion zukommen. Die Einflußlosigkeit der Feldionisation muß für die nahe an das Entladungspotential eingestellte Elektrode sofort aufhören, wenn an der Elektrode δ-Strahlen, oder besser überhaupt langsame Elektronen, den Potentialgradienten heruntersetzen. Denn da die Elektrodenumgebung in Hinsicht auf ihren stationären Ionisationszustand dicht an der labilen Grenze liegt, so genügen nur ganz wenige δ-Strahlen, um die Entladung auszulösen. Diese langsamen Strahlen, die nur während der negativen Phase der Elektrode frei werden, setzen den Übergangswiderstand, den die Feldentladung der schwingenden Elektrode ohne Bestrahlung hat, sofort mächtig herunter und lösen die Entladung aus. Hier haben wir einen analogen, theoretisch quasi identischen Vorgang, wie etwa das durch G. C. SCHMIDT experimentell gezeigte mächtige Nachlassen des Kathodengefälles durch Hineinschaffung weniger Ionen in den Dunkelraum, oder etwa, und zwar noch analoger, wie KREUSSLERS Nachweis des mächtigen Stromanstieges im photoelektrischen Effekt nahe dem Entladungspotential. Die Größenordnung der negativen Effekte wird hierdurch vollständig verständlich. Die Schwierigkeit also, die sich früher für die Erklärung der ruhigen, schwachen positiven Ausschläge bot, fällt nun fort. Denn da keine δ-Strahlen am Aluminiumfenster frei werden, auch nicht dann, wenn die Kraftlinien der Elektrode dort enden, so kann nur bei negativ angetroffener Phase eine Entladung der Elektrode eintreten; bei positiver Phase bleibt alles unverändert. Hiermit ist der Vorgang im Nullapparat völlig erklärt, es müssen bei angetroffener positiver Phase die schwachen positiven Ausschläge eintreten, die nach dem vorigen Kapitel im wesentlichen aus der Röntgenstrahlenenergie stammen. Bei angetroffener negativer Phase der Elektrode aber müssen starke negative Ausschläge stattfinden, welche die Entladung der Elektrode durch die δ-Strahlen begleiten.

Gewiß ist es richtig[1]), daß die schwachen Ionisationseffekte

[1]) Betrifft einen der wesentlichsten Punkte der Diskussion nach dem Vortrage am 28. Januar, auf den ich nicht mehr antworten konnte, weil ich schon auf das Wort verzichtet hatte. Sowie bewiesen ist, daß sich unter

ganz zu vernachlässigen sind gegen die Ionisation der Entladung. Das ist ja selbstverständlich! Aber die Ionisationseffekte sind das Relais, welches beim Antreffen der negativen Phase diese dadurch indiziert, daß es die Entladung auslöst. Da die positiven Ionen für die HERTZsche Welle unbeweglich sind, aber alle eventuell sonst vorhandenen, langsameren Schwingungen ganz geringe maximale Potentiale haben, so können die positiven Ionen im alternierenden Felde der Elektrode nur auf ganz geringen Wegstrecken hin- und herpendeln. Es kann also in einiger Entfernung von der Elektrode lediglich negative Ladung auftreten. **Ob die Entladung dann nach Abblendung der Röntgenstrahlen bestehen bleibt oder nicht, ist ganz gleichgültig; es ist ebenso gleichgültig, ob die negative Entladung durch einen leuchtenden Schimmer an der Elektrode wahrnehmbar wird oder nicht.** Die Entladung ist eben nur der Indikator, daß die Elektrode **negativ angetroffen** wurde. Sie setzt gar nicht ein, wenn die Elektrode positiv angetroffen wird.

Nun haben die Herren FRANCK und POHL nicht wie ich nur ein Aluminiumfenster, sondern ein Aluminiumfenster mit einem Messingflansch verwendet, und sie zeigen, daß, wenn sie die Röntgen-

Innehalten der Bleikriterien (S. 167) die HERTZsche Welle des Primärsystems auf den Brückendrähten durch polare Elektrometerausschläge erweisen läßt, so ist damit alles erwiesen, worauf es hier ankommt. Die Begleiterscheinungen der negativen Elektrometerausschläge sind keine Erscheinungen, die hier interessieren. Wenn ich nur geahnt hätte, daß in dieser Bemerkung eine Behauptung liegt, die nicht etwas ganz selbstverständliches enthält, so hätte ich sie natürlich ausführlich in meinen früheren Publikationen begründet. Ich habe es aber erst in der Diskussion nach meinem Vortrage wahrgenommen, denn ich habe mich wohl sicherlich nicht darin getäuscht, daß die verschiedenen Redner, welche die entgegengesetzte Meinung vertraten, der Ansicht der weitaus größten Majorität des Auditoriums Ausdruck verliehen haben. Ich kann aber nicht sehen, daß hier ein Trugschluß von mir liegt; ich kann in den Begleiterscheinungen der großen negativen Ausschläge nicht einmal eine Komplikation der Methode sehen. Wenn die Nullpunkte der HERTZschen Welle konstant bleiben, so kann es mir nur recht sein, wenn jenseits von ihnen große Ausschläge erhalten werden, denn dadurch werden sie schärfer. Träte das gleiche für die positiven Ausschläge ein, was nicht der Fall ist, so wäre das gewiß kein Schaden, denn dann wäre die große Elektrometerempfindlichkeit überflüssig. Ob dabei die großen Ausschläge durch ein schwaches Leuchten im Dunkeln wahrnehmbar werden, das ist völlig gleichgültig, es würde erst interessieren, wenn hierdurch die Lage der Nullpunkte beeinflußt würde. Das ist aber nicht der Fall. Das zeigt eben das Experiment.

strahlen, die durch Teslaschwingungen, nicht, wie bei mir, durch HERTZsche Wellen erzeugt sind (vgl. die folgende Arbeit Kap. II), mit schiefer Inzidenz allein das Fenster treffen lassen, daß dann die Entladung zum Fenster übergehe. Wenn auch bei mir nie eine sichtbare Entladung bis zu irgend einem Metallteil gegenüber der Elektrode eintrat, sondern die Leuchterscheinung, die beim Antreffen der negativen Phase die elektrischen Ausschläge begleitete, nur auf die nächste Nähe der Elektrode beschränkt blieb, so ist diese Beobachtung qualitativ doch sehr ähnlich mit der intensiven Leuchterscheinung, die die Herren FRANCK und POHL beobachtet haben. Niemals aber konnte ich eine solche Leuchterscheinung beobachten, wenn das Fenster allein getroffen wurde. Es erscheint prinzipiell gar nicht unmöglich, daß selbst bei sauberer Versuchsanordnung und bei Verwendung von HERTZschen Schwingungen dergleichen Entladungen eintreten können. Denn am Messing entstehen δ-Strahlen; diese aber könnten eventuell die Entladung bei positiver Phase der Elektrode, wenn also das Fenster Kathode ist, zum Fenster ziehen, und es könnte das eintreten, was mich veranlaßt hat, in meiner Hauptarbeit die Diskussion des Auslösungsvorganges zu unterdrücken und „auf weitere Untersuchung“ zu verweisen, weil ich nicht wußte, daß eventuell für die ruhigen positiven Ausschläge das Aluminiumfenster ohne Messingflansch etwas Wesentliches ist. Es zeigt sich hier, daß bei Wiederholung sehr schwieriger Versuche, sowohl für den Autor selbst, wie auch für den Wiederholer, leicht ein Mißerfolg herauskommen kann, auch dann, wenn während der Überwindung technischer Schwierigkeiten das Prinzip der Untersuchung im Auge behalten wird.

Die Überlegungen in diesem Kapitel sind neu; sie wurden früher nur durch den eingangs zitierten Satz von mir angedeutet, sie sollten demnächst veröffentlicht werden. Sie enthalten die Lösung des, wie ich glaube, letzten größeren Problems, welches mir der Nullapparat zur Lösung stellte. Immerhin erscheint es natürlich nicht ausgeschlossen, daß, wenn ich nach Fertigstellung meiner jetzigen Arbeit wieder an den Apparat gehe und mit den inzwischen experimentell sichergestellten Gesichtspunkten versuche, nun schrittweise zu vereinfachen, daß alsdann neue, mir bisher nicht bekannte Erscheinungen auftreten, also Erscheinungen, die hier nicht diskutiert werden konnten. Alle mir bisher be-

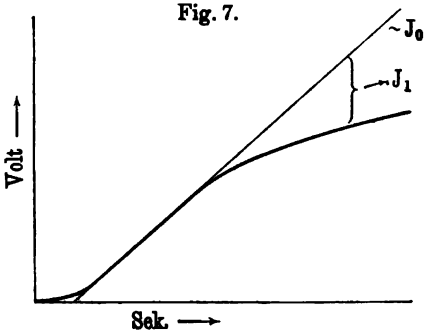
kannten Erscheinungen im Nullapparat sind hier aus den Figuren direkt ablesbar. Sollten aber neue beobachtet werden, so ist ihre Erklärung für die Geschwindigkeitsmessung selbst ebenso unwesentlich, wie die Erklärung der bisher bekannten Eigenschaften dieses Apparates. Für die Messung kommt es nur darauf an, daß die Beobachtung ergibt, daß der Apparat nur abhängig ist von den während der Messung veränderten wesentlichen Parametern. Warum er es ist, ist für die Messung ganz gleichgültig!

Wenn auch viele einzelne Effekte in dem experimentell gefundenen Nullapparat zusammenwirken, so ist doch die ganze Funktion desselben, wie ich bewiesen zu haben hoffe, so durchsichtig, daß die einfachsten und unmittelbarsten Folgerungen, die additiven Eigenschaften der einzelnen Effekte hinreichen, sie völlig zu begreifen. Ich benutze die sich zufällig bietende Gelegenheit einer öffentlichen Diskussion, um diese ergänzte Darstellung etwas früher bekannt zu geben, bin aber infolgedessen genötigt, als Beleg für das Gesagte die Methode des δ-Strahlennachweises hier kurz in knappester Darstellung zu skizzieren.

IV. Die Methode zur Untersuchung der δ-Strahlen.

In einer großen Glaskugel befindet sich ein Kranz, an dem sechs Elektroden angebracht werden können. Es werden nur fünf eingesetzt, um die Möglichkeit zu haben, die Röntgenstrahlen, welche in einem parallelen Bündel durch ein Aluminiumfenster in die Glaskugel fallen, „ins Leere“ fallen zu lassen. Die Glaskugel ist innen durchsichtig versilbert, die Hülle geerdet. Der Elektrodenkranz ist, durch Bernstein vom Glase isoliert, mit dem Elektrometer verbunden. Wird der Kranz gedreht, so kommt eine Elektrode nach der anderen zur Bestrahlung. Die Aufladungen für die einzelnen Metalle werden jede Sekunde notiert. Dies geschieht dadurch, daß der Elektrometer-

Fig. 7.



spiegel auf eine Milchglasskala ein objektives Bild eines Spaltes wirft. Die Stellung des Bildes wird nach dem Schlagen des Sekundenpendels mit Bleistiftstrichen auf der Skala markiert. Alsdann ist der Gang der Aufladung im allgemeinen von der Charakteristik der Fig. 7.

Die Zunahme der Kurve steigt erst langsam, aber zunehmend an bei Einschaltung der Röntgenstrahlen, nimmt dann nach wenigen Sekunden linear zu und fällt nach einiger Zeit in ihrem dritten Teile exponentiell ab. Dann ist leicht einzusehen, daß, hinreichend lineares Stück vorausgesetzt, die Wendetangente einen Strom anzeigt, der sehr nahe dem Stromanstieg beim Potential Null entspricht. Genau ist:

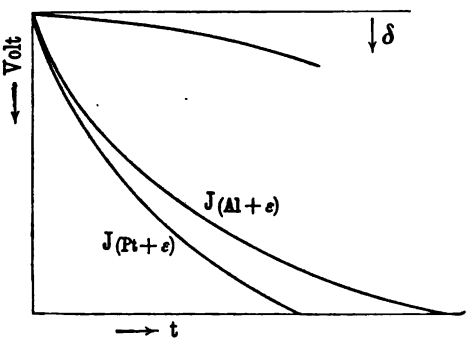
$$-J_0 = -[(\text{Dorneffekt}) + (\delta\text{-Strahleneffekt})] + \varepsilon,$$

wenn ε die von den Wänden kommende Strahlung bedeutet, die als Korrektion anzubringen ist. Die Richtigkeit dieser Überlegung läßt sich experimentell prüfen; erstens durch den CURIEschen Quarz und zweitens durch Anbringung eines beschleunigenden Potentials an der versilberten Hülle. Dann bleibt der Anstieg linear, und es ist

$$J_0 = J_{50} - 0_{50},$$

wenn J_{50} den Strom bei 50 Volt äußerer Beschleunigung, 0_{50} den linearen Anstieg durch den Sättigungsstrom aus der Volumenionisation darstellt. Wie diese gemessen werden muß, geht aus dem weiter unten Gesagten hervor.

Fig. 8.



Der exponentielle Abfall, den der dritte Teil der Kurve zeigt, ist gleich J_1, und zwar ist $J_1 = J_\gamma + J_\delta + \varepsilon$, wenn J_γ den Volumenstrom anzeigt, welcher die positive Aufladung verringert, J_δ den Abfall der J_0-Kurve, der durch die zurückgehaltenen Strahlen bewirkt ist, und ε die geringe negative Strahlung von den Wänden bedeutet. Nun zeigte sich, daß Aluminium nicht den geringsten positiven Aufladungseffekt ergab, vielmehr nimmt es eine schwache negative Ladung durch die

Strahlung ε an. Diese negative Aufladung ist aber quantitativ dieselbe wie die, wenn die Röntgenstrahlen „ins Leere" fallen. Es ergibt also die Messung der Entladung eines Aluminiumbleches den Volumenionisationsstrom für das jeweilige Potential. Die Veränderung von J_1 mit dem Potential ergibt die Kurve: $J_1 = J_\gamma + J_\delta + \varepsilon$.

Wenn wir also das Aluminiumblech mit Blei hinterlegen, um eine Durchstrahlung des Volumens unterhalb der Elektrode zu verhindern, und die Hinterlegung so umhüllen, daß keine Sekundärstrahlen rückwärts heraus können, so ist für das jeweilige Potential:

$$J_{Al} = J_\gamma + \varepsilon, \quad \text{also} \quad J_1 = J_{Al} + J_\delta.$$

Es wird demnach das so gepanzerte Aluminiumblech auf ein bestimmtes Potential gebracht und der Potentialabfall bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen gemessen; als Differenz der J_1-Kurve mit der Aluminiumabfallkurve erhält man die δ-Strahlungsmenge für das betreffende Metall (Fig. 8).

Resultate.

1. Es wird bewiesen, daß die Volumenionisation, die durch die periodischen Röntgenstrahlen erzeugt ist, am Elektrometer Vorzeichenwechsel bedingt, welche durch die von den Röntgenstrahlen angetroffene Phase der HERTZschen Welle von $\frac{\lambda}{2} = 45$ cm bedingt sind.

2. Die Oberflächendissoziation folgt in Hinsicht des Dorneffektes der Phase nicht, wohl aber in Hinsicht der δ-Strahlen.

3. Es besteht die Null bei Einwirkung der Röntgenstrahlen aus einem dynamischen Gleichgewicht aus fünf Komponenten.

4. Es folgt demnach aus der Natur des Experimentes, daß die Null sich durch ein Pendeln der Elektrometernadel um die Ruhelage dokumentieren muß.

5. Da die Komponenten an der Null annähernd gleiche Größenordnung haben, aber zum Teil sehr schnell nach den beiden Phasen hin ansteigen, so folgt hieraus die zunächst so überraschende Einstellungsschärfe auf wenige Millimeter.

6. Für weiche Strahlen ergibt sich notwendig die Unabhängigkeit der Null innerhalb sehr weiter Grenzen.

7. Es folgt notwendig: Ist der Druck zu niedrig, so müssen auf der ganzen Brücke negative Ausschläge sein.

8. Ist der Druck zu hoch, dann müssen auf der ganzen Brücke positive Ausschläge sein.

9. Die als „Abstimmung" bezeichnete Einstellung der Vacua der Röntgenröhre und des Nullgefäßes ergibt sich als physikalisch notwendig.

10. Die Vorgänge bei der Auslösung waren ohne experimentelle Untersuchung der Entstehung von δ-Strahlen am Al und Pt nicht zu verstehen, konnten also nur beschrieben, nicht diskutiert werden.

11. Nach ihrer Auffindung folgt notwendig, daß bei angetroffener positiver Phase schwache positive, bei angetroffener negativer Phase starke negative Ausschläge im Apparat eintreten müssen.

12. Ob die beim Antreffen der negativen Phase ausgelöste Entladung nach Abblendung der R-Strahlen bestehen bleibt, ist ebenso gleichgültig, als wie es gleichgültig ist, ob sie von einem im Dunkeln wahrnehmbaren Leuchten der Elektrode begleitet ist. Denn der Auslösungsvorgang ist lediglich Indikator der angetroffenen negativen Phase, die Entladung setzt gar nicht ein, wenn die Elektrode positiv angetroffen wird.

13. Es wird die Methode zum Nachweis der δ-Strahlen angegeben.

14. Sämtliche hier angeführten, mir während langjähriger Arbeit mit dem Nullapparat als wesentlich erscheinenden und bekannten Beobachtungen erklären sich aus dem additiven Verhalten der bekannten und in ihrer Wirkung untersuchten Effekte. Es besteht überall völlige Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund. Für die Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen selbst ist diese Übereinstimmung nicht wesentlich. Für sie kommt es nur darauf an, daß die Beobachtung ergibt, daß der Apparat nur abhängig ist von den während der Messung veränderten wesentlichen Parametern. Warum er es ist, ist für die Messung ganz gleichgültig!

Leipzig, Physikal. Institut der Universität, 12. Febr. 1908.

Zur Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit[1]) *der Herren Franck und Pohl;*

von Erich Marx.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Jan. 1908, eingeg. am 13. Febr. 1908.)

(Vgl. oben S. 33.)

In der gleichlautend mit dieser betitelten Abhandlung haben die Herren FRANCK und POHL behauptet, daß sie „alle meine Versuche, mit Ausnahme des Endresultates, mit Hilfe des Himstedteffekts qualitativ und quantitativ wiederholen und erklären

[1]) Das Vortragsmanuskript der Herren FRANCK und POHL, das mir zwecks sofortiger Erwiderung einige Tage vor dem Vortrage gütigst zur Verfügung gestellt wurde, hat in der Folge wesentliche Änderungen erfahren. Diese sind zum Teil darauf zurückzuführen, daß durch meinen Vortrag das diesem zugrunde liegende, den Herren von mir überlassene Manuskript, und die sich anschließende mündliche Aussprache, einige Punkte als erledigt wegfallen konnten. Dies geschah im ausdrücklichen Einverständnis von beiden Teilen. Auf diese Punkte bin ich polemisch nicht wieder eingegangen, vielmehr sind sie nur soweit von mir erwähnt, als mir wünschenswert erschien, sie als Einwände bei dieser Gelegenheit möglichst ein für allemal zu beseitigen. Andere Punkte, die später gegenüber dem Vortragsmanuskript verändert wurden, konnten von mir nicht in dieser Weise übergangen werden. Wo dies der Fall war, ist eigens darauf hingewiesen.

Diese hier vorliegende Erwiderung ist alsdann auf das zweite Manuskript hin, das mir die Herren FRANCK und POHL zu diesem Zwecke gütigst zur Einsichtnahme als „druckfertig" zur Verfügung stellten, ausgearbeitet. Diese nach meinem Vortrage ausgeführte Umarbeitung enthielt nun zwar einige wesentliche Punkte des Vortrages nicht mehr, dafür aber traten neue und, wie ich in Kap. IIIa gezeigt zu haben glaube, nicht weniger tiefgehende Mißverständnisse auf. Da ich mich nunmehr nicht nochmals einer Umarbeitung dieser Erwiderung in Folge von nochmaligen Änderungen der Gegenseite unterziehen wollte, wurden die privaten Auseinandersetzungen dadurch beendigt, daß ich erklärte, meine zweite Umarbeitung nun nicht eher nach Berlin senden zu können, bevor ich die letzte definitive Revision erhalten hätte. Da ich auf die Einwände der Herren FRANCK und POHL, diese zunächst nicht auf meine zu antworten hatten, konnte ich meines Erachtens mein Manuskript vor der letzten Revision nicht nochmals zur Verfügung stellen. Diese Revision ist mir nicht zugegangen. Auf die Einwände oder Fragen, die in dem mir übersandten Manuskript vom 10. Februar standen, bin ich, wie ich denke, ohne Ausnahme hier eingegangen.

könnten". Für das Endresultat erhalten sie alsdann den Wert $0{,}4\,c - 14\,c$. Sehen wir zunächst von der Diskrepanz des Endresultates, für welches sie eine besondere Erklärung gefunden zu haben glauben, ab, so wäre allein schon durch die quantitative Wiederholung meiner übrigen Versuche mit Hilfe einer Erscheinung, die nicht auf dem Antreffen der veränderten Phase bei Veränderung des Weges beruht, bewiesen, daß meine Schlüsse auf Grund meiner Experimente entweder falsch oder nicht eindeutig sind.

Wir haben hier zu untersuchen, ob die Behauptung der Herren FRANCK und POHL überhaupt zutreffend ist, worauf die Diskrepanz zwischen ihren und meinen Schlüssen beruht und wieweit sonst ihre Einwände gegen die Beweiskraft meiner Experimente berechtigt sind.

Wir beginnen zunächst mit der Diskussion des erhaltenen Endresultates und der vom Endresultat unabhängigen, eindeutigen Widerlegung der obigen Behauptung, „der quantitativen Wiederholung und Erklärung aller meiner Versuche durch den Himstedteffekt" durch ein Experimentum crucis.

I. Einfluß störender Nebenpotentiale und ihre Vermeidung in meinem Apparate, im Zusammenhang mit dem Resultat $0{,}4\,c - 14\,c$.

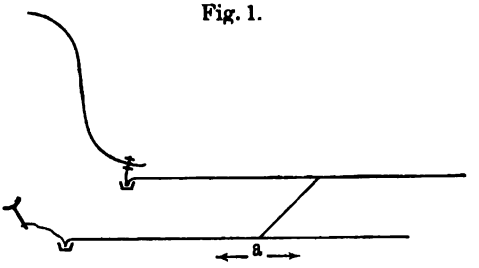
a) Einfluß einer Wellenstrahlung. — b) und c) Zwei Experimenta crucis für ihre Vermeidung und die jedes Nebenpotentials. — d) Die Unabhängigkeit des Messungsergebnisses von der Entfernung.

a) Die Herren FRANCK und POHL haben in ihrer Arbeit zunächst festgestellt, daß eine Brückenstellung in meinem Apparate gefunden werden kann, bei der zwar mit und ohne Blei Nullstellung ist, bei der aber allein durch die Verschiebung, auch wenn das Blei aufliegt, Elektrometerausschläge beobachtet werden können. Diese Ausschläge aber lassen sich kompensieren durch Änderung der Brückenstellung.

In diesem Falle trifft also das Kriterium für die Sauberkeit der Versuchsanordnung, daß über den ganzen Verschiebungs-

bereich der Brücke und der Röhre Nullstellung des Elektrometers ist, nicht zu. Diese Erscheinung ist offenbar durch elektrische Schwingungen hervorgerufen, und wird auch so von den Herren gedeutet. Wird die Röhre genähert, so wird der Einfluß der Wellenstrahlen stärker, es wird dadurch im elektrisch bestrahlten Brückendraht die Potentialamplitude der Elektrode verändert, und man kann nun durch Änderung der Brückenstellung die mehr oder weniger eingestellte Resonanz so verändern, daß man wieder Nullstellung erhält. Man würde also in diesem Falle eine elektrische Strahlungserscheinung, die mit den Röntgenstrahlen gar nichts zu tun hat, kompensieren. Die Herren sind der Meinung, daß bei mir eine solche Wellenstrahlung auch bei Innehaltung der Bleikriterien (S. 167) Einfluß auf das Resultat der elektrometrischen Messung haben konnte und gehabt hat.

Fig. 1.



Es kommt bei dieser Betrachtung wesentlich auf Potentialveränderungen an der bestrahlten Elektrode an, so daß ich auf die spezielle Begleiterscheinung, den „Himstedteffekt", erst später einzugehen brauche. Es kommt nur darauf an, daß bei dieser Beobachtung das Potential an der Elektrode nicht nur durch die Phase der aufgedrückten Schwingung bedingt ist, daß also die Voraussetzung meiner Methode dann nicht mehr erfüllt ist.

Was alsdann eintreten muß, wenn eine solche Wellenstrahlung das Potential der Elektrode beeinflußt, ergibt folgende Überlegung: Angenommen, es sei die Brücke bei *a* der Fig. 1, und in diesem Falle gäbe die Brücke bei Einschaltung 0. Jetzt verändere ich die Stellung der Röhre und schwäche dadurch die Wellenstrahlung. Ist dann die Stellung gerade die, daß an-

genähert ein Knoten der Welle an der Elektrode liegt, so kann ich durch Verschiebung nach zwei Seiten die Höhe des früheren Potentials wieder herstellen. Der eine Wert würde dann eine Geschwindigkeit vortäuschen, der einer negativen Zeit entspräche, der andere einen Bruchteil oder ein ganzes Vielfaches von c. Liegt aber ein vollständiger Knoten an der Elektrode, so kann dieser bestehen bleiben, ohne daß bei Verschiebung der Röhre eine Brückenverschiebung nötig ist. Dies ist dann der Fall, wenn die Resonanz allein in Frage kommt, und nur die Amplitude der die Resonanz erzeugenden Welle verändert würde. Es ergäbe sich $c = \infty$.

So kann natürlich jeder Wert der Geschwindigkeit erhalten werden. $0{,}4\,c$ — $14\,c$ liegt dabei noch in solchen Grenzen, daß es wahrscheinlich ist, daß bei den Messungen der Herren FRANCK und POHL neben der Wellenstrahlung auch die Phase in Betracht kam. Sie allein hätte in Betracht kommen sollen! Hierbei wurden diese Werte natürlich nicht so erhalten, daß sie unter Konstanthaltung aller übrigen Parameter Unabhängigkeit der Geschwindigkeit von der Verschiebung ergeben hätten; das ist ja hierbei ganz unmöglich! Die Existenz solcher Wellenstrahlung würde wohl jeder bald merken; denn die Geschwindigkeit müßte sich ja beliebig mit dem Wege geändert ergeben.

b) Die Herren glauben nun durch ihre Experimente mit einer der meinigen nachgebildeten Versuchsanordnung bewiesen zu haben, daß bei meiner Anordnung die Vermeidung solcher Wellenstrahlung unmöglich ist, und daß infolgedessen das erhaltene Resultat, nach welchem ich für drei verschiedene Wellenlängen die Verschiebungen von 151, 118, 107, 97[1]), 93,8, 80, 66, 62 um die gleiche Brückenverschiebung innerhalb weniger Prozente herausbekam, durch zufällige Einstellung erhalten sei. Da man nämlich bei Wellenstrahlung jeden Wert der Geschwindigkeit erhalten könne, so hätte ja „zufällig" auch stets die Lichtgeschwindigkeit herauskommen können. Ich will ganz davon absehen, daß bei allen diesen Versuchen ein so häufiger „Zufall"

[1]) Beim Abschreiben meiner Tabellen in das Manuskript wurde in Tabelle XI durch ein Versehen des Schreibers in der zweiten Spalte statt 7 6 geschrieben, was mir während der Korrektur unbemerkt blieb. Hiernach ist die Tabelle richtig zu stellen.

natürlich ausgeschlossen ist (vergl. Kap. IV) und kann unabhängig davon durch ein experimentum crucis beweisen, daß der Einfluß irgendwelcher störenden Nebenpotentiale bei meiner Anordnung vermieden war, und durch ein zweites experimentum crucis beweisen, daß speziell nicht das „Effektivpotential" die Messung bestimmte.

Wie ich ausdrücklich in meiner Arbeit betone, habe ich unter einer großen Anzahl von Versuchen die als die einwandfreiesten betrachtet und allein publiziert, bei denen es sich ergab, daß während der Versuche sich Gasdruck, Funkenerregung usw. um ein Minimum geändert haben. Das empfindlichste Kriterium ist hierfür die unveränderte Lage des Nullpunktes. Ich habe deshalb so gemessen, daß ich erst den Nullpunkt aufsuchte, dann die Röhre verschob, kompensierte, die Röhre wieder zurückstellte und zum zweitenmal den Nullpunkt bestimmte. Wenn man nun nicht so arbeitet, daß man z. B. die negativen Ausschläge gleich erdet, bevor das Elektrometer aus der Skala geht, so erhält man leicht Störungen durch Rückstände. Wenn das Petroleum der Funkenstrecke zu viel Kohle ausscheidet und hiermit Störungen von dem Teslaapparat durch einen hier nicht zu diskutierenden Umstand auftreten, und dergleichen mehr, so dauert die Messung sehr lange. Wenn man nicht nach jeder Einschaltung den stationären Zustand abwartet, was bei verdünnten Gasen einige Sekunden dauert, wenn man ferner nicht darauf achtet, daß man möglichst wenig an den Versuchsbedingungen ändert, was leicht eintreten kann, wenn man durch zu langes Einschalten die Röntgenröhre härter macht oder dergleichen, so ändert sich der Nullpunkt. Wenn gar durch Zerstäubung plötzlich dann das dünne Glas eine Schicht aufweist, die merklich Röntgenstrahlen entstehen läßt, so muß die Röhre erneuert werden. Bei mir versuchte ich solche Einflüsse durch Zuschaltung sehr großer Gefäße nach Möglichkeit zu vermeiden. Und meine Röntgenröhren versah ich mit Al-Fenstern, wie ich dies auf der Naturforscherversammlung zeigte. Da aber Platin selbst Gas absorbiert und die große Platinelektrode sich in einer Umgebung von einigen Millimeter Druck befindet, und nach Störungen im Absorptionszustand eine Zeitlang braucht, bis es seinen früheren Zustand wieder hat, so schützen selbst die großen Zusatzvolu-

mina, die ich anbrachte, nicht davor, daß bei langandauernder Messung und starker Inanspruchnahme der Apparate der Nullpunkt sich etwas verändert ergibt. Da nun für die Geschwindigkeitsmessung nur ein Nullpunkt erforderlich ist (vgl. vor. Abh., Kap. I), habe ich, in Anbetracht der soeben angeführten experimentellen Gründe, es als „unnötig und nicht ratsam" bezeichnet, für die definitiven Geschwindigkeitsmessungen selbst die Verschiebung aller drei Nullpunkte zu beobachten. Auf die tiefgehenden Mißverständnisse, welche leider diese Angabe hervorgerufen hat, komme ich erst unter Kap. II b. zurück.

Tatsächlich habe ich aber solche Messungen, wie natürlich, verschiedentlich ausgeführt. Hierbei zeigt sich, daß die für eine bestimmte Röhrenstellung gefundenen Nullpunkte sich bei Veränderung der Stellung der Röhre (in dem einen Falle handelt es sich um 80, in zwei anderen um 69 und 75 mm) im ersten Fall innerhalb 6 Proz., in den beiden anderen innerhalb 8 Proz. um die Röhrenverschiebung geändert hatten. Es war also bei einer Verschiebung der Röhre um a mm eine Kompensationsstellung der Brücke bei $\frac{a}{2}$ oder bei $\frac{a}{2} + \frac{1}{4}\lambda$, oder bei $\frac{a}{2} + \frac{1}{2}\lambda$ erforderlich.

In diesem experimentellen Befund, den objektiv Elektrometerausschläge erweisen, liegt ein **Experimentum crucis** vor, daß bei meiner Versuchsanordnung keine störenden Nebenpotentiale irgendwelcher Art merklich die Messung beeinflußt haben. Speziell auch kein „Effektivpotential" (vgl. die Abh. der Herren FRANCK und POHL bzw. das nächste Kapitel). Die benutzte Welle ist gedämpft!

c) Um zu beweisen, daß die Herren sich in Hinsicht der Behauptung im Irrtum befinden, daß bei meinen Versuchen das „Effektivpotential", nicht die Phase in Betracht komme, ist es aber gar nicht nötig, ein bisher nicht veröffentlichtes Experiment, das aus obigen Gründen schwierig auszuführen ist, anzugeben. Gleich das erste Experiment[1]), welches mir zeigte, daß ich die Phase messe, genügt hier. Ich will es wörtlich aus meiner Ab-

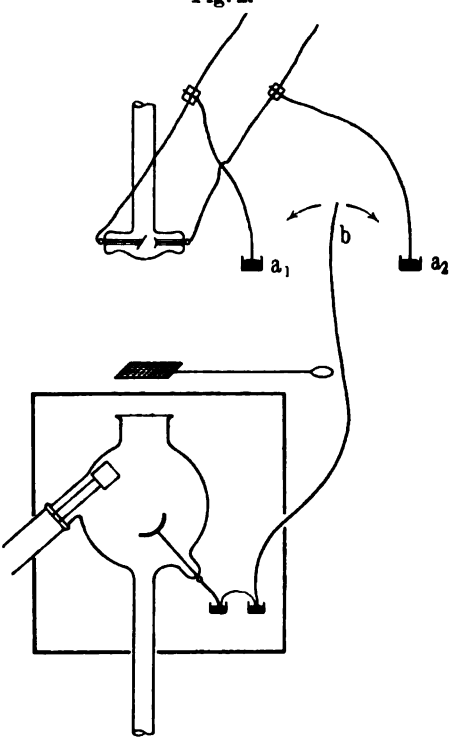
[1]) Phys. ZS. 6, 772, 1905; Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 313, 1905.

handlung[1]) mitteilen, obwohl es dort einem spezielleren Zwecke dient.

Dieses Experiment ist bei sauberer Versuchsanordnung sehr leicht auszuführen, weil es dabei nicht darauf ankommt, daß die Null sich nicht ändert. Sie befindet sich ja maximal entfernt. Ich habe es deshalb auch vor der Vorlesung vorbereiten, und am Schluß derselben den Studenten zeigen können. Es ist ein Ex-

[1]) Beweis, daß die Resonanzschwingung des Elektrodendrahtes (s. Fig. 2) so stark gedämpft werden kann, daß sie gegen die aufgezwungene Schwingung verschwindet. Der Wollastondraht von 5 cm Länge und $^1/_{100}$ mm Dicke wird wieder zwischen die Quecksilbernäpfchen geschaltet. Von hier aus führt ein Draht von etwa 45 cm aus dem Kasten heraus. Dieser Draht kann, wie es die Fig. 2 zeigt, einmal zur Anodenseite, das zweite Mal zur Kathodenseite der 10 cm langen Sekundärleitung geschaltet werden. Die ganze Leitung bis zur Elektrode ist demnach etwa 1 m lang. Man erhält bei der Schaltung zur Anodenseite einen starken negativen, bei der Schaltung zur Kathodenseite, einen schwachen positiven Ausschlag.

Fig. 2.



Dieses Experiment zeigt, daß die Eigenschwingung des Drahtes *b* klein gegen die aufgezwungene Schwingung ist. Denn da Länge und Form des Drahtes *b* konstant bleiben bei der veränderten Schaltung zu a_1 oder a_2, dürfte die Schwingung, falls sie Eigenschwingung ist, nicht an der Elektrode ihr Zeichen wechseln. Ist dieser Beweis vielleicht insofern nicht völlig streng, daß bei der gewählten Drahtlänge ja gerade die Eigenschwingung sich in einem Minimum an der Elektrode äußern kann, so läßt er sich dadurch streng ergänzen, daß man die Brückendrähte statt des Drahtes *b*, wie bei der definitiven Anordnung, anschaltet, die Brücke auf 0 stellt und zeigt, daß eine geringe Verschiebung der Röhre sofort wieder von 0 verschiedene Ausschläge erzeugt (cf. Tabellen am Schluß).

*

perimentum crucis dafür, daß nicht das Effektivpotential in Betracht kommt, sondern die Phase. Denn die Anordnung ist völlig symmetrisch, das „Effektivpotential" also identisch auf beiden Seiten der Drähte.

d) In der Abhandlung habe ich darauf hingewiesen, daß es in Hinsicht auf die Ungestörtheit der Phase eigentlich unnötig ist, besondere Messungen dieser Art mitzuteilen, weil die Störungsfreiheit der Anordnung sich insofern durch das Experiment selber ergeben müsse, als jede derartige Störung einen Geschwindigkeitswert vortäuschen müsse, der sich nicht unabhängig von der Verschiebung ergeben könne.

In dieser Bemerkung liegt weder eine petitio principii in Hinsicht der Größe der Geschwindigkeit, noch ein circulus vitiosus für die Messung, sie enthält implicite die ganzen Überlegungen dieses Abschnittes; sie ist der Grund, weshalb ich außer den zuverlässigsten Messungen (prozentig geringste Nulländerung) keine weiteren mitteilte.

Es sind meine Experimente demnach in Berlin weder „quantitativ wiederholt" worden, noch lassen sie sich mit Hilfe des „Effektivpotentiales" deuten.

II. Die Elektrometermessungen der Herren Franck und Pohl mit meinem Apparate.

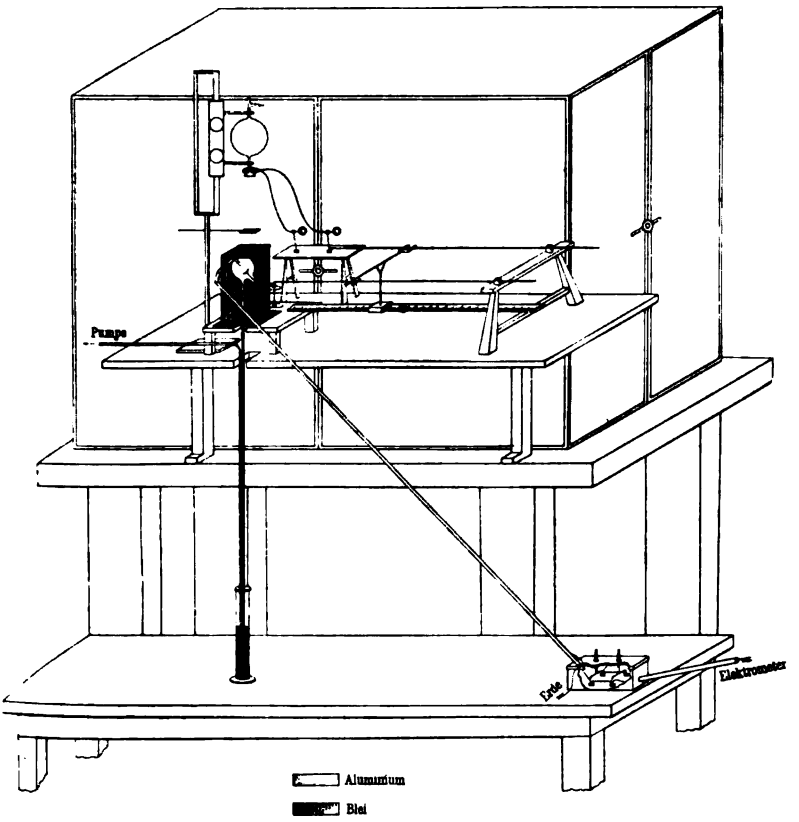
A. Störungen durch Wellenstrahlung bei Vorhandensein der Hertzschen Wellen (Versagen der „Bleikriterien"). — B. Innehalten der „Bleikriterien" durch Ausschalten der Hertzschen Wellen.

A. Nachdem durch ein objektiv auszuführendes Experiment eindeutig die Störungsfreiheit meines Apparates in bezug auf die die Phase störenden Nebenpotentiale irgendwelcher Art erwiesen ist, will ich versuchen, festzustellen, weshalb den Herren die Wiederholung meiner Versuche mißlungen ist. Das ist natürlich etwas hypothetisch, nachdem ich leider in Berlin die Versuchsanordnung nicht zu sehen bekam. (Sie war gerade abgebaut.)

Auf den physikalischen Grund des unterschiedlichen Verhaltens der Röntgenstrahlen selbst, und den der leuchtenden Entladung gegenüber meinen Experimenten gehe ich später ein (Kap. III, vgl. auch vorige Abh., Kap. III) und beschränke mich zunächst auf die durch Nebenpotentiale verursachten Störungen.

Gesetzt den Fall, der Apparat wäre in allen Dimensionen mit dem meinigen übereinstimmend gewesen. Angenommen, es sei nicht nur eine Blechwand vor den Teslaerreger und eine durch

Fig. 3.



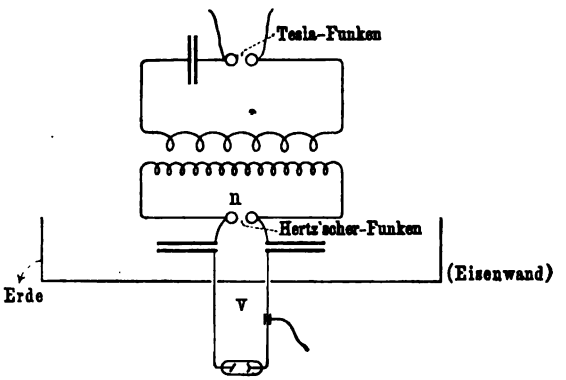
ein großes Induktorium getriebene Wellenerregung gesetzt worden [1]), angenommen also, Schwingungen im ganzen Zimmer, die, wo sie

[1]) Ein negatives Resultat sollte meines Erachtens nicht publiziert, und die Arbeit des Autors in Zweifel gesetzt werden, wenn bei Bestätigungsversuchen einer experimentellen Arbeit nicht die Vorsichtsmaßregeln befolgt wurden, die als unumgänglich nötig vom Autor bezeichnet wurden. Die Herren hatten, wie sie in ihrem Vortrage berichteten, ihre Wellenerzeugung mit zwei mächtigen, knatternden Funkenstrecken nicht eingebaut. Sie haben nur einen Schirm davor gestellt, während ich mir doch die Mühe,

hintreffen, in ungeschützten Drahtkreisen wie in dem Brückendraht Eigenschwingungen erzeugen mußten, waren bei den Herren vermieden worden, so kann in dem Fall, daß die Herren stärkere Primärströme verwandten, der Einfluß einer Wellenstrahlung sehr wohl die durch die Koppelung erzwungene Phase überdecken.

Daß bei zu großer Funkenstrecke sich alle Störungen, die auftreten können, enorm steigern müssen, ist nicht schwer einzusehen: Von der Teslaschwingung n (vgl. Fig. 4) geht in den

Fig. 4.



langen Intervallen zwischen den Funken, bei weiter Funkenstrecke, ein weit beträchtlicherer Teil der Energie in den Nebenschluß, welchen der Kondensatorkreis darstellt, als bei enger Funkenstrecke. Hierbei ist dann außerdem die Potentialamplitude der störenden Schwingung größer, und ferner wächst die Potential-

---

die ein solcher Einbau eines großen Induktors, Widerstandes, einer Turbine mit Motor eines Öl-Teslatransformators, zweier verstellbarer Funkenstrecken und der Wellenkondensatoren mit Petroleumfunkenstrecke in einen relativ engen dicht schließenden Metallkasten mit sich bringt, nicht ohne Grund gemacht habe. Die Herren müssen ja in ihrem engen Zimmer überall Wellen gehabt haben, welche die offene Brücke beeinflußten! Erst nach dem Vortrage wurde alsdann nach dem Bericht des umgearbeiteten Manuskriptes die Erregung in einen dicht schließenden Kasten gesetzt. Da die Resultate nach dem Berichte zum Teil dieselben blieben, waren andere Störungen, auf die wir später eingehen, von gleicher Größenordnung wie der hier mangelnde elektrostatische Schutz. Das Offenstehen einer der Türen genügte bei meiner Anordnung, um jede Messung unmöglich zu machen!

amplitude der Kondensatorschwingung, so daß die Stromamplitude der Welle wächst. Es wird also eine zu weite Funkenstrecke bewirken, daß die Potentiale der Teslaentladungen zur Entladung im Auffanggefäß hinreichen, was sie vorher nicht taten, und sie wird zweitens bewirken, daß die Strahlung der Welle ν von dem Primärsystem, und gleichzeitig ihr Nebenschluß durch den Flaschenkondensator in der Brücke zunächst (vgl. weiter unten) mit der Weite der Funkenstrecke bis zu einem Maximum wächst. Dann reichen die für schwache Ströme verwendeten Mittel, um die Wellenamplituden auf einen bestimmten Betrag herabzudrücken, weder für die am Brückendraht ankommende Wellenstrahlung, noch für die erzwungene Schwingung aus, und im Apparat entstehen Nebenschwingungen, stehende Wellen, direkte Entladungen und derartige Störungen, die sich sofort offenbaren, wenn man erstens das Blei auf das Aluminiumfenster legt, und zweitens nach Anmerkung unter Kap. Ic auf stehende Wellen bzw. Eigenschwingungen prüft. Eine gegenüber der Hertzschen Funkenstrecke zu kleine Teslafunkenstrecke kann die gleiche Störung bewirken.

Ich habe die Funkenlänge so lange reguliert, bis ein solcher Einfluß bei den angegebenen Dimensionen wegfiel, und aus dem Grunde keine Angaben über die Funkenlänge gemacht, weil das eben für jede neue Anordnung neu ausprobiert werden muß. Während der Messung muß natürlich alles ungeändert bleiben. Vor der Verschiebung aber muß man einstellen.

Ob alles in Ordnung ist, läßt sich, abgesehen von der Existenz der Hertzschen Wellen selbst, leicht durch „die Bleikriterien" kontrollieren:

I. Es darf bei keiner Stellung der Röhre und keiner Brückenstellung mit Blei die geringste Elektrometerbewegung auftreten. Das ist die erste Bedingung.

II. Es muß die Knotenlage auf den Brückendrähten ohne Blei abhängig sein von der Stellung der Röhre, das ist die zweite Bedingung. Sonst hat man stehende Wellen! (Vgl. IIc.)

Waren aber die Funkenlängen in dieser Art verändert, dann mußte gerade ein mechanisches Innehalten der von mir angegebenen Abmessungen der Wiederholung meiner Versuche verhängnisvoll werden. Die Herren hätten dann erstens die Konden-

satorkoppelung enger machen müssen als bei mir, um die aufgedrückte Phase mehr zur Geltung zu bringen, und sie hätten zweitens durch Wollastondraht viel stärker dämpfen müssen. Bei mir genügte die angegebene Länge des Wollastondrahtes, um bei den offenbar schwächeren Primärströmen und dem geringen Kapazitätswiderstand der Erdleitung gegenüber der Elektrode ev. auftretende Resonanzen oder stehende Wellen praktisch zu vermeiden. (Abh. S. 464, Ann. S. 697.)

Die Herren FRANCK und POHL aber verfahren umgekehrt, als diese physikalische Überlegung fordert: Sie sehen, daß Eigenschwingungen da sind, daß also bei ihren Primäramplituden der Wollastondraht als Dämpfer nicht ausreicht, und da sie sehen, daß mit ihm und ohne ihn Eigenschwingungen da sind, welche die durch die Koppelung aufgedrückte Phase überdecken, behalten sie ihn unverändert bei, „trotzdem er für das Gelingen der Versuche keine wesentliche Rolle spielt". Es wäre doch wohl richtiger gewesen ihn dünner und länger zu nehmen.

Nun läßt sich aber eine solche Wellenstrahlung von den Primärdrähten, wenn sie sich störend bemerkbar macht wie hier, wo gesagt wird: „Der Versuch gelingt in gleicher Weise, wenn man durch ein Bleiblech das Eindringen der Röntgenstrahlen vollkommen verhindert" (S. 131), auch abschirmen. Dies tun die Herren. Die Röhre strahlt hierbei durch ein Aluminiumfenster hindurch; sie berichten: „Jetzt wird das Potential der Platte lediglich durch die über die Flaschenkoppelung kommende Schwingung bedingt sein. Auch hier lassen sich jetzt durch Änderung der Brückenstellung ..... Entladungen am Elektrometer beobachten, die unabhängig sind von der Höhenstellung der Röhre." Also ist Kriterium II. nicht erfüllt! Es sind stehende Wellen im Apparat, die sich dadurch offenbaren, daß die beobachteten Entladungen unabhängig von der Höhenstellung der Röhre sind. Durch die Wellenstrahlung von oben sind sie nicht verursacht, da diese ja abgeschirmt ist. Also kommen sie durch andere Ursachen zustande. Es sind möglichenfalls diejenigen, die von den periodischen Röntgenstrahlen durch periodische Elektronenemissionserzeugung selbst verursacht werden können, die, welche ich zuerst beobachtet habe. Leider ist das bei dem Mangel an elektrostatischem Schutz der Wellenerregung und

manchen anderen Störungen, die an anderer Stelle behandelt werden, hier nicht sicher. Unwahrscheinlicher ist es nach dem Folgenden (S. 175), daß sie direkt von der Flaschenkoppelung herkommen. Ist aber ersteres der Fall, dann ist es dieselbe Erscheinung, mit der ich mich, wie der Meraner Vortrag dokumentiert, als einer für die Geschwindigkeitsmessung hier auftretenden bösen Fehlerquelle so lange abmühen mußte, deren Existenz damals nicht vorauszusehen war, und deren Entdeckung zu ihrer Vermeidung und zum Gelingen der Messung führte!

Also, kaum ist es den Herren FRANCK und POHL geglückt, die eine Fehlerquelle auszuschalten, so offenbart sich eine neue. Die Folge dieser Reflexionen an der Elektrode ist natürlich die, daß die Potentiale, welche von den Röntgenstrahlen angetroffen werden, nicht durch die Phase der Primärschwingung bedingt sind.

Da aber die Herren die von mir angegebenen Abmessungen auch bei ihrer Anordnung haben, glauben sie, auch ich hätte diese zweite Fehlerquelle im Apparate gehabt, trotzdem ich doch über die Mühe, die ich hatte, sie zu entdecken, um sie beseitigen zu können, so ausführlich auf der Naturforscherversammlung berichtet habe (Phys. ZS. l. c., S. 770; d. Verh. l. c., S. 311).

Nun ist zur Abdämpfung einer stehenden Welle von dieser Kürze sehr viel weniger Widerstand erforderlich, als man zunächst glauben sollte. Der Grund hierfür ist, wie ich bereits früher ausführte, der, daß die Elektrode mit dem gegenüber befindlichen Faradayzylinder, bei der Höhe der Frequenz der kurzen Welle, einen Kapazitätswiderstand sehr geringer Größe darstellt (Abh. S. 464, Ann. S. 697), so daß die Wellen, deren Intensität an sich nicht groß ist, im wesentlichen direkt zur Erde abfließen. Andererseits aber sei nur beiläufig erwähnt, daß die relative Stärke der kurzen Wellen gegenüber den längeren, in der Brücke selbst, durch den hohen Kapazitätswiderstand bedingt ist, den die langen Wellen an dem kleinen, aus einer Drahtwindung bestehenden Abzweigkondensator der „RUBENSschen Flasche“ finden. — Aber wie dem auch sei: Wenn Reflexionen irgendwelcher Art sich bemerkbar machen, was leicht zu untersuchen ist, dann müssen sie abgedämpft werden!

Die Konsequenz, daß es nötig ist, bei Verwendung desselben Meßinstrumentes stärkere Ströme, die störend auftreten, durch mehr Widerstand zu eliminieren, also, um meiner Versuchsanordnung ihrem Sinne nach gerecht zu werden, von den bei mir angegebenen Maßzahlen abzuweichen, hätte hier das Mißlingen der Wiederholung vielleicht verhindert.

Infolgedessen wird nunmehr „die endgültige Versuchsanordnung des Herrn MARX“ dadurch erhalten, daß diese stehende Welle, die durch ein wenig Wollastondraht hätte beseitigt werden können, im Apparat belassen wird (II. in der Arbeit der Herren FRANCK und POHL). Dann wird das Schutzblech gegen die Wellenstrahlung (I. in der Arbeit der beiden Herren) wieder entfernt, und mit einer Wellenstrahlung von oben und einer stehenden Welle im Koppelungsdraht erhalten die Herren III. Hier heißt es wörtlich: „Die große Metallplatte zwischen Röntgenrohr und Schutzkasten wird wieder fortgenommen. Es treten dann die unter I. und II. erhaltenen Wirkungen gleichzeitig auf, und diese Zusammenstellung gibt die endgültige Versuchsanordnung des Herrn MARX.“ Hier trennt sich nun die Fortsetzung des Vortragsmanuskripts von dem jetzt vorliegenden. Es ist aber der Widerspruch zwischen der ersten Lesart und der zweiten (die Veränderung ist im Anschluß an meinen Vortrag erfolgt) bestehen geblieben. Infolgedessen ist in dem nun vorliegenden Manuskript die Beschreibung von zwei ganz getrennten (natürlich an sich richtigen) experimentellen Befunden zusammengeworfen. Ich muß also, um beide zu diskutieren, sie zunächst trennen.

Während es nämlich unter I. heißt, daß man einen Gasdruck einstellen kann, bei welchem mit Blei keine Elektrometerausschläge erhalten werden, und zwar dadurch, daß man die „Intensität der Röntgenstrahlen steigert und den Gasdruck erhöht“, heißt es unter II., daß man dort auch bei aufliegendem Blei bei Änderung der Brückenstellung Ausschläge bekommt. Aus Zusammensetzung von I. und II. (ohne Veränderung) aber entsteht bei den Herren III., also müssen auch bei III. Ausschläge mit Blei vorhanden sein. Deshalb ging auch die Darstellung, wie soeben zitiert ist, in der ersten Lesart ganz notwendig so weiter, daß diese Folgerung für die Zusammensetzung von I. und II. auch zunächst beobachtet wurde. Es wurde also zunächst ohne Be-

achtung der „Bleikriterien“ eine der wenigen Stellen auf den Brückendrähten aufgesucht, bei denen bei aufliegendem Blei Ruhe ist; dann wurde die Wellenstrahlung durch Entfernen der Röhre verändert, die Veränderung kompensiert durch Brückenverschiebung, und mit einer Wellenstrahlung von oben und einer stehenden Welle unten „nach der Rechnungsweise des Herrn MARX“ so das Resultat $0{,}4\,c$ — $13\,c$ erhalten! Wie ein solches Resultat herauskommen kann, ist im Kap. Ia. diskutiert. Es beruht offenbar auf Fehlerquellen, die ich peinlich vermieden habe.

Daß die Herren trotz der störenden Wellenstrahlung meine Angabe in Hinsicht der Schärfe der Nullpunkte auf etwa 2 mm Einstellungsgenauigkeit bestätigt fanden, das erscheint gewiß nicht merkwürdig, da ja die störende Strahlung sich additiv über die durch das dynamische Gleichgewicht bedingten Nullpunkte lagert (vgl. vor. Abh.). Hierin, aber auch nur hierin, kann ich eine Stütze ihrer Behauptung sehen, daß sie meine Versuche „quantitativ wiederholt“ hätten. In jeder anderen Beziehung ist ihre Behauptung absolut hinfällig. In bezug auf das Endresultat aber bedeutet sie entweder ein vollständiges Mißverstehen dessen, worauf es in Hinsicht der Nullmethode ankommt, oder die Deutung, daß ich auf das zu erwartende Resultat hin den Gasdruck jeweilig eingestellt hätte. Ein drittes gibt es hier nicht, das ist in Kap. V B. bewiesen. Hierauf komme ich später zurück. Ich nehme aber, wie ich gleich betonen will, von vornherein das erstere an!

B. Dieses Resultat ist also auf Fehlerquellen zurückzuführen, die unter die „Bleikriterien“ fallen, und folgt ganz logisch aus der Zusammensetzung von I. und II.

Hiervon ganz getrennt ist nun die Beschreibung des experimentellen (natürlich an sich richtigen) Befundes, der durch die Einschaltung der beiden folgenden Absätze gekennzeichnet ist, die nach meinem Vortrage neu eingefügt wurden. In meinem Vortrage konnte ich hierauf nicht eingehen, weil das Vortragsmanuskript der Herren damals diesen Passus noch nicht enthielt. Es heißt dagegen jetzt: ... „bei Einschaltung eines Bleiblechs in den Strahlengang zeigt das Elektrometer bei keiner Stellung der Brücke und des Röntgenrohres irgend einen Ausschlag“ .... nur beim Entfernen des Bleiblechs. Diese

Beobachtung geht aus dem Zusammenstellen von I. und II. allein nicht hervor, da für diese einzeln die Bleikriterien nicht erfüllt waren. Sie ist aber fundamental für die ganze Untersuchung, welche die Herren angestellt haben. Sie hat in der Tat gar nichts, wie die Herren richtig bemerken, mit HERTZschen Wellen, sondern nur mit Teslaentladungen zu tun.

Es ist natürlich selbstverständlich, daß mir diese Tücke des Apparates, mit der wir uns jetzt, als mit der Fehlerquelle, zu beschäftigen haben, die der zweite wesentlichste Grund der Diskrepanz der experimentellen Ergebnisse von mir und den Herren ist, bei der Einstellungsarbeit auch oft genug in der langen Zeit, in der ich mich mit ihm beschäftige, begegnet ist, und daß ich mir überlegt habe, woraus sie entspringt. Während aber die ganze Arbeit der Herren FRANCK und POHL dieser Fehlerquelle gewidmet ist, bin ich ihr aus dem Wege gegangen, indem ich gar nicht erst anfing, eine Röhrenverschiebung vorzunehmen, bevor ich mich überzeugt hatte, daß alles in Ordnung ist, d. h. unter anderem, daß die HERTZsche Welle, welche Meßschwingung ist, auch die Einstellung bedingt. Gehört doch diese Bestimmung zu denen, die von mir als unumgänglich notwendig bezeichnet sind, indem nach Kapitel VI. der Abhandlung vor Beginn der Messung Beweis 1, 2 und 3 erbracht sein muß (vgl. Abh., S. 470; Ann., S. 703).

Man sieht nämlich sofort daran, daß man es mit einer störenden Schwingung zu tun hat, daß sich alsdann niemals beim Verschieben der Brücke um $^1/_2\,\lambda$ die Entfernung der Knoten gleich λ ergibt. Nach meiner Abhandlung darf das nie der Fall sein, wenn man mit Messen beginnen will. Die positiven und negativen Gebiete brauchen freilich nicht einander gleich zu sein, indem nach Tabelle II. und III. (Abh., S. 478; Ann., S. 710) die Verteilung so sein darf, daß z. B. die negativen $^1/_2\,\lambda$-Gebiete 36,4 cm sind, während die positiven $^1/_2\,\lambda$-Gebiete 55,6 cm sind, d. h. also die „Abstimmung der Vacua“ (vgl. vor. Abh. 9, S. 156) braucht nicht vollkommen zu sein, aber die Summe beider Gebiete muß stets die Wellenlänge des Systems, also 90 cm ergeben. Anderenfalls sind entweder keine HERTZschen, sondern irgendwelche anderen Schwingungen, vor allem Teslaschwingungen da, und die Grundvoraussetzung der Methode hört auf.

Gerade die historische Darstellung auf der Naturforscherversammlung zeigt, daß ich überhaupt erst angefangen habe, die Röhre zu verschieben, nachdem ich mich davon überzeugt hatte, daß die HERTZsche Welle die Einstellung bestimmt. Es ist auch durchaus zulässig, wenn die Oberschwingung gerade nicht zu erhalten ist, einen der beiden Knoten auf den Brückendrähten zu benutzen, die der Grundschwingung zugehören. Man hat nämlich dann zwei Knoten der ersten Halbwelle der Grundschwingung auf die Brücke zu bringen, was ja nach V, S. 146, vor. Abh. stets möglich ist durch geeignete Abstimmung der Vacua. Um aber alsdann sicher zu gehen, daß diese Knoten auch wirklich durch die HERTZsche Welle bedingt sind, welche die Röntgenstrahlenemission verursacht, ist wieder notwendig und hinreichend, daß man sich davon überzeugt, daß auch der zweite Nullpunkt derselben Welle sich gerade so verschiebt, wie der erste. Ferner aber müssen verschiedene schnell hintereinander ausgeführte Messungen Unabhängigkeit der so gemessenen Geschwindigkeit von der Verschiebung ergeben. Eine Wellenstrahlung kann eine solche Unabhängigkeit nie vortäuschen, und ebensowenig können dies andere Erscheinungen, die hier in Betracht kommen, es sei denn, daß man jeweilig den Gasdruck ändert, was natürlich dem Sinne der Messung widersprechen würde. Hat man sich hiervon durch schnelles Einstellen vor der definitiven Messung überzeugt, dann kann man also den so sondierten Nullpunkt auch dann benutzen, wenn er der kleinsten Grundschwingung des Systems angehört. Man muß natürlich hierbei aufpassen, daß bei diesem Sondieren der Nullpunkt nicht wesentlich von der Stelle rückt. Es findet meistens eine geringe Wanderung nach einer Seite hin statt, die aber dann zwischen den verschiedenen Verschiebungen einen Gang aufweist, so daß bei Kenntnis des Apparates eine Täuschung nicht stattfinden kann. — Aber auf jeden Fall muß man genau wissen, daß man mit der kürzesten Welle des Systems, welche die Strahlenemission bedingt, die Messung ausführt, und diese kürzeste Welle muß eine HERTZsche Welle sein. Bei meiner Anordnung konnte eine Störung bei Benutzung der zweitkürzesten Welle durch die kürzeste, die erhalten werden konnte, gar nicht eintreten, weil die Nullpunkte zusammenfielen. Aber ohne jede Prüfung auf die Identität der Nullpunkte mit denen der HERTZ-

schen Meßschwingung darf man natürlich nicht mit der Messung beginnen. Das ist ja das Fundament der Methode, und Mißverständnisse, die hier angreifen, sind meines Erachtens vielleicht nicht allein durch die unklare Ausdrucksweise des Autors zu erklären, denn der Geist der ganzen Arbeit ist im Worte „Phasenänderung durch geringe Brückenverschiebung" enthalten. Mag man es einmal nicht verstehen, so sind doch hundert andere Stellen da, die dasselbe enthalten, und die Hauptabhandlung selbst beschäftigt sich im wesentlichen mit dem Nachweis der Ungestörtheit der kürzesten Welle des Systems.

Hier ist offenbar wieder ein Mißverständnis bei den Herren FRANCK und POHL dadurch entstanden, daß ich sage, daß es „unnötig und nicht ratsam ist", für die definitiven Geschwindigkeitsmessungen die Verschiebung aller Knoten zu messen, da die Messung an einem genügt, den Apparat weniger beansprucht und schneller geht, so daß die Gefahr der Nullpunktsänderung weniger vorliegt.

Deshalb glauben die Herren offenbar, man brauche sich gar nicht erst zu vergewissern, bevor man die Messung beginnt, ob überhaupt HERTZsche Wellen, die doch die Grundlage meines Prinzips sind (vor. Abh. I.), überhaupt die Knoten der Brücke bestimmen. Das ist ein Mißverständnis, das ich sehr bedauere, das sie aber meines Erachtens wieder vermieden hätten, wenn sie sich etwas in den Zusammenhang vertieft hätten, in dem die Bemerkung steht und auf den Sinn der Anordnung eingegangen wären. Also: Die Abstimmung der Vacua braucht nicht ideal zu sein, die +- und —-Gebiete dürfen verschieden sein, eine Knotenverschiebung ist zur Messung nur nötig, aber vorher muß man sich überzeugen, daß die Meßschwingung auch da ist, mit der man messen will, indem man die Wellenlänge des Primärsystems auf den Brückendrähten wieder finden muß!

Wann aber eine Teslaschwingung im Apparat auftritt, und wieso sie bei den Herren FRANCK und POHL als neue Fehlerquelle auftreten mußte, gerade als es ihnen schließlich geglückt war, die beiden Fehlerquellen auszuschalten, die sich durch die Bleikriterien offenbarten, geht aus folgendem hervor: Aus den Betrachtungen unter A. dieses Kapitels sahen wir bereits, daß die Wellenstörungen infolge zu großer Funkenstrecke des Kondensatorkreises eintreten mußten, nun aber müssen die Herren, um bei Innehaltung der Blei-

kriterien die Auslösung zu bewirken, „die Intensität der das Röntgenrohr betreibenden Schwingung verstärken". Sie ziehen also die Funkenstrecke, die schon vorher zu weit war, noch weiter auseinander. Jetzt wird also (nach Fig. 4) die Teslaschwingung, die ja auch gedämpft ist, relativ sehr selten imstande sein, Potentialwerte an der Funkenstrecke der Kondensatoren zu erreichen, welche diese auslösen, und so eine Erregung der HERTZschen Wellen verursachen. Es geht also die ganze Teslaschwingung mit viel größeren Amplituden als bei kleinen Funkenstrecken im wesentlichen durch den Nebenschluß, den das Primärsystem bildet, und dieses schwingt im wesentlichen in der Periode des Teslakreises und relativ schwach gegen die Teslaschwingung in seiner Eigenperiode, so daß diese bei der Messung praktisch nicht mehr in Erscheinung tritt.

Wenn nun auch während des Funkens die Teslaschwingung im wesentlichen aufhört, und wenn auch die erste Potentialamplitude zunimmt, so ist damit die HERTZsche Welle selbst praktisch von geringem Einfluß auf den Apparat geworden: denn bei einer zu großen Funkenstrecke wird die Dämpfung der ausgelösten HERTZschen Welle gegenüber der bei kleiner zugenommen haben, und es kann infolgedessen durch diese Schwingung die Resonanzerzeugung ausbleiben, die vorher da war. Wenn demnach vorher auch Eigenschwingungen auf der Brücke zu beobachten waren, so ist es wohl möglich, daß diese ohne Veränderung des Wollastondrahtes ausbleiben, wenn die Funkenstrecke zu weit wird. Dann sind die „Bleikriterien" für die Brücke wieder erfüllt. Da ferner die Teslaschwingung an der RUBENSschen Flasche einen sehr viel größeren Widerstand findet als die kurzen HERTZschen Wellen, so braucht an den Dämpfungskonstanten der Brücke gar nichts verändert zu werden, und trotzdem sind jetzt auch ihr gegenüber die Bleikriterien wieder erfüllt. Nur haben die Herren auf diese Weise die erste Fehlerquelle durch ein unzulässiges Mittel beseitigt, indem sie versehentlich die ganze Grundlage der Methode dadurch verließen, daß sie die HERTZsche Welle praktisch aus dem Apparat entfernten.

Allerdings ist ja zwischen Manuskript 1 vor dem Vortrage, das genau wie oben die Beobachtungen enthielt, die unter die

versagenden „Bleikriterien“ fallen, und dem jetzt vorliegenden nicht nur die Funkenstrecke geändert, sondern es ist auch „die Blechwand“ nach der Angabe durch „einen allseitig geschlossenen Kasten“ ersetzt worden. Es ist mir danach viel wahrscheinlicher, daß die Wellen in der Brücke, die bei aufliegendem Blei beobachtet wurden, den Wellen im ganzen Zimmer entstammten, die, wo sie hintrafen, in offenen Drahtkreisen Eigenschwingungen erregen mußten. Die Brücke ist ja gegenüber den Primärdrähten so angebracht, daß sie von einem Minimum von Kraftlinien von den Primärdrähten getroffen wird. Die Störungen, welche die Herren den Wellen von den Primärdrähten zuschreiben, sind vielleicht im wesentlichen dadurch verschuldet gewesen, daß es weit mühsamer ist, einen wirklich sauberen, elektrostatischen Schutz anzubringen, als einen, der es nicht ist.

Auch hier konnten Angaben über die Funkenstrecken von mir gar nicht gemacht werden, weil dies ja sehr wesentlich von der Potentialamplitude der Teslaschwingung selbst, und damit von dem Verhältnis der Teslafunkenstrecke zur Hertzschen abhängt. Traten bei mir aber dergleichen Störungen ein, so war mir das zunächst das Zeichen, daß viel zu wenig Druck in der kleinen Röntgenröhre ist. Der Druck muß so hoch sein, daß die Teslaschwingungen gar keine Röntgenstrahlen geben. Da nämlich die Entstehung der Röntgenstrahlen viel mehr vom Potentialanstieg als vom Potential abhängt, so ist durch die Erhöhung des Druckes ein Mittel an die Hand gegeben, die langsamen Wellen in Hinsicht ihrer Eigenschaft, Röntgenstrahlen zu bilden, auszuschalten. (Vgl. Abh. S. 456; Th. des Coudres; diese Verh. 14, 163, 1897.) Die eventuelle Änderung der Einstellung der Funkenstrecken wurde dann eventuell nach der Druckänderung vorgenommen und erwies sich nicht immer als notwendig. Hier muß eben erst experimentell eingestellt werden darauf, daß man überhaupt Wellen hat, es muß also die Wellenlänge der Meßschwingung auf den Brückendrähten erwiesen sein. Das ist kein einziges Mal von den Herren Franck und Pohl geschehen, geschweige denn, daß sie vor Beginn der Messung die zwei anderen Bedingungen des Kap. VI. meiner Arbeit erfüllt hätten. In dem Vortrage aber wurde gesagt, „daß sie meine sämtlichen Versuche qualitativ und quantitativ wiederholt hätten!“ Hierauf habe ich im letzten Kapitel noch einzugehen.

Zunächst ist klar, daß die Herren völlig recht haben, daß bei ihrer Anordnung die Teslaschwingung die Erscheinungen bestimmte. Die Röntgenstrahlen wirken lediglich auslösend auf die Teslaschwingung; die Elektrode zeigt die Entladungserscheinungen des Himstedteffekts, und die Betrachtungen darüber, so weit sie nicht auf Mißverständnissen in Hinsicht der Grundlage des Himstedteffektes beruhen (vgl. S. 182 ff.), bleiben bestehen. **Die ganze Arbeit hat aber nichts mehr mit meiner Arbeit über die Geschwindigkeitsmessung zu schaffen, denn der wesentlichste Faktor, die Hertzsche Welle, ist ausgeschaltet.**

Das Resultat annähernder Gleichheit der Verschiebungsstrecke von Röntgenröhre und Brücke bei dieser Teslaschwingung, das gewiß zunächst den Anschein erwecken mußte, daß ich gar keine Geschwindigkeit gemessen hätte, ist in Kap. V. B. behandelt. Für den Himstedteffekt und die Thermomessungen, die nach Kap. III. C. nichts mit dem Himstedteffekt zu tun haben, wird dort gezeigt, daß dieses Resultat nicht durch Zufall herbeigeführt, sondern nur dadurch erzwungen werden kann, daß man den Gasdruck auf das zu erwartende Resultat hin jeweilig einstellt!

III. Der Himstedteffekt.

A. Abhängigkeit desselben vom Gasdruck und den maximalen Amplituden. Unabhängigkeit vom Effektivpotential. — A. u. B. Beweis, daß er bei meinen Experimenten nicht auftritt. — C. Die Thermomessungen der Herren Franck und Pohl und ihre physikalische Bedeutung im Zusammenhange mit meinen Experimenten und dem Himstedteffekt.

Während demnach hier die Fehlerquellen, die den Mißerfolg der Herren Franck und Pohl herbeigeführt haben, zunächst darin bestanden, daß sie eine Wellenstrahlung im Apparat hatten, welche die Phase überdeckte und während sie zuerst, ohne Beachtung der Bleikriterien, glaubten, diese Wellenstrahlung müsse auch bei mir im Apparate gewesen sein, da ja die Dimensionierung dieselbe war, während ich doch andere Stromverhältnisse hatte; während sie also, ohne auf die physikalische Bedeutung der Abmessungen Rücksicht zu nehmen, auch unter anderen Stromverhältnissen an einer Dimensionierung festhielten, welche Funktion der Stromverhältnisse ist, vermieden sie alsdann

die Wellenstrahlung. Dies aber taten sie dadurch, daß sie versehentlich die HERTZsche Welle aus dem Apparat entfernten, und nun nur die Größen darin behielten, die bei mir als Fehlerquellen in Betracht kamen. Der Untersuchung einer dieser Fehlerquellen, der Teslaschwingung, ist nun ein wesentlicher Teil der Arbeit gewidmet. Hierbei ist aber meines Erachtens wiederum ein Mißverständnis über das Wesen dieser Fehlerquelle entstanden, das dieses Mal aber nicht durch meine, sondern durch die eigene Ausdrucksweise verschuldet ist, so daß ein Teil der Arbeit, nämlich die ganzen Thermomessungen, meines Erachtens ihrerseits gar nichts mit der Sache zu tun haben, welche die Herren zu untersuchen glauben. Ich werde demnach die Diskussion hier wieder in zwei Teile trennen, indem ich erst auf den Himstedteffekt A. und B. und dann auf die Thermomessungen C. eingehe.

A. Die Herren FRANCK und POHL führen in engem Anschluß an HIMSTEDT folgendes Experiment[1]) aus: Sie zeigen, daß in der Umgebung einer durch Teslaschwingungen erregten Elektrode stets eine ladungsfreie Stelle gefunden werden kann. Diese offenbart sich dadurch, daß der Nullpunkt des Elektrometers um die Nullage schwankt. Dies hat HIMSTEDT in seiner interessanten Arbeit festgestellt. Ändert man nun die Potentialamplitude der Schwingung, und damit in der Ausdrucksweise der Herren FRANCK und POHL das „Effektivpotential", so ändert sich, wie die Herren zeigen, die Lage des Nullpunktes bei konstantem Gasdruck. Daß das so sein muß, ist nach den bekannten Gesetzen für die Abhängigkeit des Minimumpotentials (RÖNTGEN) sowie der Beweglichkeit vom Druck ganz selbstverständlich. Es ist dies gerade für den Himstedteffekt auch besonders von J. J. THOMSON betont. (Elektrizität in Gasen, S. 425.) Denn die positiven und negativen Ionen schwingen im alternierenden Felde in der Nähe der Elektrode auf Wegstrecken, die für beide Ionenarten, einmal wegen ihrer verschiedenen Beweglichkeit, zweitens wegen des Unterschiedes in dem absoluten Werte der positiven und negativen Maximalamplitude der gedämpften Teslaschwingung, verschieden sind.

[1]) Vgl. HIMSTEDT, Wied. Ann. 68, 294, 1899.

So wird eine stationäre Verteilung des Potentials im Gase entstehen, die einmal abhängig ist vom Gasdruck, und zweitens abhängig ist von der maximalen positiven und negativen Amplitude der gedämpften Welle, die aber nicht abhängig ist vom Energieintegral der gedämpften Welle. Die Herren sind der Meinung, daß dieser Erscheinung in meinen Experimenten eine fundamentale Bedeutung zukomme, wofür sie ein Kriterium darin sehen, daß auch bei meinen Experimenten der Nullpunkt um eine Nullage schwanke. Nun wäre in einem solchen Verhalten des Nullpunktes, das ja bei jedem dynamischen Gleichgewicht eintreten muß (vgl. Abh., S. 454 und 455 oder Ann. 20, S. 687, 1906 bzw. vor. Abh. Kap. III, Fig. 6), gewiß nur eine sehr äußerliche Analogie zu sehen. Aber es fehlt auch diese äußerliche Analogie, denn sie bezieht sich auf eine Tabelle meiner Arbeit, die in gar keinem Zusammenhange mit der betrachteten Erscheinung steht. Die Sachlage ist folgende. Der Himstedteffekt der Teslaentladung ist, wie die Herren erweisen, durch drei Charakteristika gekennzeichnet.

Verhalten der Elektrode beim Himstedteffekt bei aufliegendem Blei
1. Dynamische Null.
2. Abhängigkeit vom Gasdruck.
3. Abhängigkeit vom „Effektivpotential".

Da der Himstedteffekt nichts mit Röntgenstrahlen zu tun hat, muß es sich zeigen, ob er da ist oder nicht, wenn das Bleiblech auf dem Aluminiumfenster liegen bleibt. Dann ist aber:

Verhalten der Elektrode bei meiner Anordnung bei aufliegendem Blei
1. Statische Null.
2. Statische Null (keine Abhängigkeit vom Gasdruck).
3. Statische Null (bei Veränderung der Brückenstellung, also des Effektivpotentials).

Die Tabellen, welche in meiner Abhandlung stehen, gelten erst bei weggezogenem Blei. Potentialunterschiede auf dem Brückendraht sind dann und nur dann wahrzunehmen, wenn das Vakuum bei feststehender Röhre so „abgestimmt" ist, wie meine Tabellen angeben. (Vgl. diese Abh., Kap. VI, Schluß, oder Abh. S. 455, oder Ann. S. 687.) Für aufliegendes Blei existieren keine Tabellen.

Soweit zeigen also die Sicherheitskriterien mit dem Bleischutz auf dem Aluminiumfenster, im Zusammenhang mit den drei

Kriterien des Himstedteffekts, daß ich keine Teslaschwingungen von irgend in Betracht kommender Amplitude im Apparat gehabt habe.

B. Die Herren FRANCK und POHL sagen nun, daß ja möglichenfalls die beiden „Bleikriterien“ (Kap. II.) hier versagen können, weil die Änderung unter dem Bleischutz bei Veränderung der Brücken- oder Röhrenstellung so gering sein könne, daß sie selbst keine Ausschläge bedinge, daß aber bei Wegziehen des Bleies die eintreffenden Röntgenstrahlen infolge der kleinen Änderung des Potentials, welche die Verschiebung verursacht, wesentlich werden könne. Wenn nämlich diese Änderung unter dem Blei zunächst unbemerkt bleibt, so könne sie dann wesentlich werden, wenn die Röntgenstrahlen zugelassen werden, weil ihre auslösende Wirkung große Unterschiede bei der elektrometrischen Messung bedingen könne. Die Messungen, welche die Herren zum Beweise für eine solche Möglichkeit anführen, werden unter C. erörtert. Hier möge diese Möglichkeit unabhängig von diesen Messungen zugegeben werden.

Alsdann hätten wir hier also einen der unter Kap. I. betrachteten Fälle, in welchem erst die Messung selbst entscheiden kann, ob Potentialunterschiede im Apparate auftreten, welche die Phase überdecken und das Prinzip stören. Es muß die Messung der Geschwindigkeit sich unabhängig von der Entfernung ergeben oder unabhängig davon eines der Kriterien entscheiden, welches ich oben als experimentum crucis bezeichnet habe. Bei meiner Anordnung war bei einer Verschiebung der Röhre um die Strecke a die Kompensation nur auszuführen durch eine Brückenverschiebung um $\frac{1}{2}a$ oder um $\frac{1}{2}a + \frac{1}{4}\lambda$ oder um $\frac{1}{2}a + \frac{1}{2}\lambda$. Es war also eine Kompensation bei drei verschiedenen „Effektivpotentialen“ dem Sinne nach identisch. Das beweist streng, daß bei mir die Phase, nicht „das Effektivpotential“ in Betracht kommt. Das gleiche beweist unabhängig das Experimentum crucis II. Das gleiche beweist aber auch das Messungsergebnis selbst, denn es wird im Kap. V, B., bewiesen werden, daß ein Zufall dieses Messungsergebnis nie herbeiführen kann. Daß eine solche Unabhängigkeit des Resultates der Messung von der Entfernung sich auch mit Teslaschwingungen mit dem Himstedteffekt bewerkstelligen läßt,

ist, wie dort gezeigt wird, nur möglich, wenn man dem „Zufall" dadurch zu Hilfe kommt, daß man den Gasdruck für jede Verschiebung auf das zu erwartende Resultat hin einstellt. Nur mit solchen Mitteln ist es dann möglich, meine Versuche mit Hilfe des „Effektivpotentials des Himstedteffekts" ohne die Phase der HERTZschen Welle „quantitativ zu wiederholen". — Die Thermomessungen (vgl. C.) beziehen sich, wie ich gleich zeigen werde, nicht auf den Himstedteffekt.

Für die Richtigkeit der Messung ist natürlich der Grund, warum die Elektrometerausschläge sich nicht ändern, wenn bei aufliegendem Blei die Brücke heruntergeführt oder die Röhre verschoben wird, ganz gleichgültig. Es ist ebenso gleichgültig, warum das „Effektivpotential" nicht in Betracht kommt. Es kommt nur darauf an, daß das Experiment den Nachweis bringt, daß es so ist! Da bei mir aber die HERTZsche Schwingung allein in Betracht kommt, ist anzunehmen, daß für HERTZsche Wellen der Himstedteffekt nicht zutrifft, was ja auch sehr wahrscheinlich ist, da die positiven Ionen den schnellen HERTZschen Schwingungen nicht folgen können (vgl. vorst. Abh.), diesen aber nach den Versuchen von Herrn HIMSTEDT, nach den obigen Betrachtungen im Anschluß an J. J. THOMSON und nach den Versuchen der Herren FRANCK und POHL wie die mächtigen positiven Ausschläge andeuten, eine wesentliche Bedeutung im Himstedteffekt zukommen muß. Er tritt eben nur für lange Wellen auf. Im übrigen ist aber überhaupt das „warum" hier nicht einmal wesentlich. Zeigt das Experiment die alleinige Wirksamkeit der jeweils angetroffenen Phase, ist der Einfluß bzw. die Einflußlosigkeit auf die Null für die in Betracht kommenden Veränderungen im Apparat durch ein eindeutiges Experiment erbracht, so ist auch ohne Kenntnis der speziellen Funktion der Apparat brauchbar.

Die Aufklärung der Funktionen im Auffanggefäß ist ein Problem, welches mit der Geschwindigkeitsmessung dann nichts mehr zu tun hat. Daß sie aber sehr weitgehend aufgeklärt ist, das hoffe ich in der hier vorhergehenden Arbeit klar erwiesen zu haben; dort ist auch gezeigt, daß eine Entladung nur bei Antreffen der negativen Phase ausgelöst werden kann, daß sie also im Einklang mit dem experimentellen Befund

lediglich Indikator für das Antreffen dieser negativen Phase ist, und daß es demzufolge ganz gleichgültig ist, ob die Entladung leuchtend ist oder ob sie irgend eine andere Form hat.

C. Während nun bis hierher die Arbeit der Herren Franck und Pohl sich mit Erscheinungen beschäftigt, welche bei mir nur als Fehlerquellen in Betracht kommen, und ihr Eingehen auf diese durch eine Reihe von Mißverständnissen der Ausdrucksweise in meiner „Abhandlung" herbeigeführt zu sein scheint, so daß ich vor dem Vortrage glauben mußte, daß die Schuld für die vergeblich aufgewandte Mühe zum guten Teil auf meine unklare Ausdrucksweise kommt, zeigt es sich meines Erachtens nun, daß auch ein Mißverständnis ihrer eigenen Ausdrucksweise bereits hinreicht, um zu bewirken, daß sie mit viel Mühe Erscheinungen nachgehen, die in gar keinem Zusammenhang mit dem stehen, was sie zu untersuchen glauben. Bevor wir auf die hierher gehörigen Thermomessungen eingehen, müssen wir uns mit der verhängnisvollen Ausdrucksweise „Effektivpotential" beschäftigen, welche den Anstoß zu der Thermomessung gegeben hat.

Die Bezeichnung „Effektivpotential" ist meines Erachtens für gedämpfte, von langen Pausen unterbrochene Schwingungen im Zusammenhang mit Gasentladungserscheinungen gar nicht verwendbar. Denn das Effektivpotential ist ja bei dieser Schwingungsform abhängig von der Unterbrecherzahl des Induktors. Hinge der Himstedteffekt, d. h. die Potentialverteilung im Teslaentladungsgefäß, vom Effektivpotential ab, so müßte sie bei konstanter Spannung mit der Unterbrecherzahl variieren. Würde diese auf das Vierfache gesteigert, so müßte man die gleiche Potentialverteilung wieder erhalten, wenn die verwendete Spannung auf die Hälfte heruntergesetzt wird, und so fort. Das dürfte sicher nicht der Fall sein! Es wird demnach wohl bei konstanter Schwingungszahl auf die maximalen Potentialamplituden, nicht auf den quadratischen Mittelwert, das Effektivpotential der gedämpften Schwingung, ankommen.

Es scheint mir auch, als wäre hier der Ausdruck nur zunächst wenig glücklich gewählt worden, und ich glaube, die Herren meinten auch zuerst etwa die resultierende maximale Potential-

amplitude. Dann aber scheint mir diese Ausdrucksweise, nicht die physikalische Bedeutung (genau wie beim Eingehen auf meine Arbeit), verhängnisvoll für die Fortsetzung geworden zu sein. Nach meinem Vortrage wurde nämlich, in Fortsetzung der Arbeit über den Himstedteffekt der Teslaentladung, das „Effektivpotential", welches diesen Effekt bedingen soll, mit dem Thermoelement gemessen! Die Herren sagen wörtlich: „Viel einfacher ist es natürlich, Änderungen des Effektivpotentials durch eine direkte Messung, ohne Benutzung der verwickelten Erscheinung des Himstedteffekts, festzustellen. Eine solche direkte Messung läßt sich durch ein Thermokreuz ausführen usw." und sie sagen am Schluß: „Dieses Effektivpotential des „Himstedteffekts" wird bedingt, ... wie Messungen mit dem Thermokreuz zeigen ..." Mit dem Thermoelement messen sie aber das wirkliche Effektivpotential der fortlaufenden gedämpften Wellen. Das Thermoelement ist nämlich an der Hülle des Faradayzylinders angebracht. Die Ausschläge sind demnach dem Energieinhalt aller der gedämpften Schwingungen proportional, die von der Elektrode zur Erde abfließen.

Während es für die Gasentladungseffekte nur auf die paar maximalen Amplituden ankommt, welche die Schwelle des Minimumpotentials überschreiten, während auch meine ganze Anordnung darauf basiert, daß man die maximalen Amplituden der mehr oder weniger gedämpften Nebenschwingungen in solchen Grenzen hält, daß sie klein sind gegen die paar in Betracht kommenden Amplituden der Meßschwingung, messen jetzt die Herren FRANCK und POHL, den Energieinhalt aller der gedämpften Schwingungen, die im System sind, deren maximale Amplitude unter der des Minimumpotentials liegt! Diese Schwingungen sind für die Gasentladungseffekte bei mir ausgeschaltet, trotzdem ihr Energieinhalt in anderer Größenordnung größer sein kann, als der derjenigen Schwingung, welche den jeweils betrachteten Entladungseffekt bedingt. Denn wenn auch die maximale Amplitude der Nebenschwingungen die Schwelle nicht erreicht, die als additiver Faktor in Betracht kommt, so können doch die folgenden Amplituden viel, viel weniger gedämpft sein, als der der Meßschwingung selbst; es kann also die als

Fehlerquelle ausgeschaltete Schwingung einen enormen Einfluß vermöge ihres Energieinhaltes auf das Thermoelement haben!

Man denke nur nicht, daß die Wellen, deren Energie hier vom Thermoelement aufgenommen wird, so stark gedämpft sind, daß auch für ihre Energie im wesentlichen nur die ersten Amplituden in Frage kommen; das wäre ganz unrichtig! Denn die Teslaschwingung, die über die RUBENSsche Flasche in die Brücke tritt, tritt zwar mit relativ geringer, bei mir nicht in Betracht kommender Amplitude ein, aber sie schwingt mit sehr geringem Dämpfungsdekrement, denn sie hat als Resonanzboden den nahe geschlossenen Kondensatorkreis der BRAUNschen Schaltung. Wenn sie auch lange tot gelaufen ist, bevor eine neue Unterbrechung des Induktoriums erfolgt, so ist doch ohne Zweifel allein die Energie dieser bei mir unwirksamen Welle in ganz anderer Größenordnung größer, als die der gedämpften Meßschwingung. Hier mit dem Thermoelement messen zu wollen, erscheint mir bei meinem Apparate als ein Fehler, der nur durch ein völliges Mißverstehen dessen, worauf es ankommt, zu erklären ist. Dies gilt aber auch für den Himstedteffekt, denn auch dieser setzt eben nur ein, wenn die maximalen Amplituden das Minimumpotential der negativen bzw. der positiven Ionen erreichen. Die als Himstedteffekt bezeichnete Potentialverteilung steht in keiner Beziehung zum Integralwert der gedämpften Sinusschwingungen, sie hängt ebenfalls nur von den maximalen Amplituden der Teslawelle ab. Es ist aber aus dem Energieinhalt kein Schluß auf die maximalen Amplituden möglich. Die ganze Messung hat also überhaupt nichts mit dem Himstedteffekt zu tun. — Wenn jemand absichtlich darauf ausginge, das Meßprinzip des Apparates durch Fehlerquellen nach Möglichkeit zu unterdrücken, er könnte nichts besseres tun, als daß er so verführe, wie die Herren FRANCK und POHL hier versehentlich verfahren sind: Er müßte Energieintegrale der zum Teil schwach gedämpften Wellen, anstatt die maximalen Potentiale der am stärksten gedämpften Meßschwingung messen.

Man kann jetzt so formulieren, daß man sagt: Bei den Messungen mit dem Thermoelement messen die Herren FRANCK und POHL, in Hinsicht auf meine Anordnung, den Integralwert alles dessen, was für die Messung selbst unwesentlich

ist. Bei der großen Zahl der Wellen im Apparat (vgl. Abh. S. 458) ist das sehr viel! Wohl kann es sein, daß beim Nähern der Röntgenröhre sich der Einfluß der Wellenstrahlung stärker geltend macht, als vor dem Nähern, wenn er aber so klein ist, daß er bei größter Näherung sich experimentell nicht geltend macht, wenn man die Knotenlage der kürzesten Welle des Systems (vgl. Abh. S. 475) auf der ganzen Brücke beim Wegziehen des Bleies untersucht, so macht er sich auch beim Entfernen nicht geltend. Dann hat man eben so eingestellt, daß die durch Wellenstrahlung in den Brückendrähten verursachte, maximale Potentialamplitude als additiver Faktor zu vernachlässigen ist, für die bei der Meßschwingung auftretenden Amplituden. Angenommen, ich bringe die Amplitude der Wellenstrahlung dann auf ihren vierten Teil dadurch, daß ich die Röhre entferne, dann kommt sie a fortiori nicht mehr in Betracht. Es ist also dann der Einfluß der Wellenstrahlung bei mir gleich Null, während die Thermomessungen eine Änderung von etwa 1 : 16 anzeigen würden. Es kommt ferner bei der Energiemessung nicht nur das lange Ende der einen gedämpften Störungswelle in Betracht, sondern auch die gleichzeitige Änderung im Integralwert von den etwa zehn anderen langen Wellen, die gleichzeitig in ihren Amplituden geändert werden, wenn man die Röhre verschiebt. Die maximalen Amplituden bleiben bei der Änderung wohl unter der Schwelle, die additiv in Betracht kommt; mißt man aber die Energieänderung, dann kommt diese nicht nur für die ersten Amplituden, sondern für die ganzen langen zum Teil relativ schwach gedämpften Enden der Störungswellen in Betracht. So erklären sich die großen Unterschiede, welche die Herren finden, wenn sie bei aufliegendem Blei, ohne eine Entladung am Elektrometer wahrzunehmen, die Röhre verschieben.

Sie messen dann in der Tat bei Kompensation mit der Brücke ein Interferenzeffektivpotential, also eine Energiegröße, keine maximalen Interferenzpotentiale, also keine Größe, die mit dem für ihre Arbeit wesentlichen Himstedteffekt etwas Wesentliches zu tun hat. Sie sagen ja auch in der Tat, „daß man alsdann den Druck so wählen kann, daß man nicht mehr die leuchtende Entladung braucht“. Diese aber ist ja gerade bei ihnen das Kriterium der Erhöhung des Potentials bis zum

„Effektivpotential" für den „Himstedteffekt". Nie können sie meines Erachtens durch alleiniges Entfernen der Röhre bei aufliegendem Blei so wesentliche Änderungen des „Effektivpotentiales" erzielen, daß ein Vorzeichenwechsel der Entladung auf den Brückendrähten stattfände, wenn bei feststehender Röhre auf der ganzen Brücke dasselbe Vorzeichen war. Die Änderungen sind hierfür meines Erachtens viel zu gering. Denn die Einstellungsempfindlichkeit liegt nicht in der Größe der Phase, sondern im Vorzeichenwechsel; die auslösende Wirkung besteht in der Herabsetzung des Gradienten. Auslösung und elektrostatische Beschleunigung zeigen sich für die Einstellung weitgehend unabhängig von der Größe des Potentials. Freilich habe ich ja den Himstedteffekt gar nicht untersucht, da ich dieser Erscheinung, als einer störenden Fehlerquelle, ausgewichen bin.

Das Resultat, nach welchem auch hier bei dieser Messung des Effektivpotentiales der gedämpften Schwingungen im Apparat, allerdings nicht „des Effektivpotentiales" des Himstedteffekts, eine „quantitative Wiederholung" meiner Versuche herausgekommen ist, wird in Kap. V. diskutiert werden.

Hier aber glaube ich bewiesen zu haben, daß die ganze Untersuchung der Herren FRANCK und POHL sich mit der Ausmessung von Fehlerquellen befaßt hat, die ich peinlich vermieden habe; daß sie bedingt ist durch eine Reihe von Mißverständnissen der Ausdrucksweise und des geistigen Inhaltes in meiner Arbeit; daß aber diese Mißverständnisse nicht allein durch mich verschuldet sind, das zeigt sich daran, daß sie den Herren FRANCK und POHL auch bei ihrer eigenen Ausdrucksweise begegnen. Es zeigt sich, indem ihnen die im Laufe der Untersuchung für die resultierende maximale Potentialamplitude eingeführte Bezeichnung „Effektivpotential" Veranlassung wird, zu glauben, der Himstedteffekt hinge vom Energieintegralwert der gedämpften Wellen des Systems ab. Sie messen so bei ihrer eigenen Untersuchung eine Größe, die meines Erachtens nur durch ein Mißverständnis ihrer eigenen Bezeichnung etwas mit der Größe zu tun hat, welche den Himstedteffekt bedingt, die andererseits in Hin-

sicht auf meine Arbeit in obigem Sinne „den Integralwert des Unwesentlichen" darstellt.

IV. Über meine beiden Publikationen über den Gegenstand, die dort entwickelte Theorie des Apparates und ihre Darstellung in der Arbeit der Herren Franck und Pohl.

Ich sehe mich leider veranlaßt, in diesem Kapitel zu der Referierung der theoretischen Seite meiner Arbeit einige Berichtigungen gegenüber den Herren FRANCK und POHL zu vermerken:

a) Auf der Naturforscherversammlung in Meran habe ich über den Gang meiner Überlegungen und Versuche historisch berichtet. Ich wollte dort zeigen, daß ich zu einem Nullinstrument für die Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen auf rein experimentellem Wege gekommen war, und legte nur Wert darauf, die Eindeutigkeit als Nullinstrument erwiesen zu haben. Das war, wie ich denke, der Fall. Während ich nun am Apparat nichts Wesentliches zu ändern brauchte, ergaben die Experimente, daß die Grundidee, mit der ich an das Problem herangegangen war, im Apparat, wie er experimentell geworden war, nur sehr teilweise erfüllt war. Während ich zunächst glaubte, jede Ionisation vermeiden zu müssen, zeigte ich in der Abhandlung, daß der Ionisation in dem experimentell gefundenen Nullapparat eine wesentliche Rolle zukommt. Ich lege nur Wert darauf, daß dieser Irrtum nicht erst von anderer Seite festgestellt werden mußte, sondern daß er in meiner ausführlichen Abhandlung von mir selbst konstatiert wurde.

b) Hier aber ist meine Ansicht richtig referiert. Dies ist aber nicht der Fall an vielen anderen Stellen: Ich habe nämlich in Kap. VII meiner Arbeit (Ann. S. 711, Abh. S. 479) die Vorgänge behandelt, „welche neben den für das Meßprinzip notwendigen im Apparat ablaufen". Hier werden alle Erscheinungen, welche von den Röntgenstrahlen, soweit bekannt ist, bei der Anordnung überhaupt ausgeübt werden können, durchdiskutiert, und es wird dort jeder Einfluß, auch ein an sich unwesentlicher, geprüft.

1. Während ich nun, in breiter Ausführung, in den Hauptkapiteln die Nullage unter Einwirkung der Röntgenstrahlen als

durch ein „dynamisches Gleichgewicht", das aus mehreren Komponenten besteht, charakterisiere (Abh. S. 454, Ann. S. 687, vorige Arbeit Fig. 6) und hieraus notwendig folgere, daß sie nicht, wie bei statischer Null, absolute Elektrometerruhe bedingen könne, wird aus dem Kap. VII, aus dem Kapitel der „unwesentlichen Erscheinungen", ohne Angabe der Stelle des Zitates allein der Einfluß der sekundären Röntgenstrahlen, als nach meiner Ansicht für die dynamische Null in Betracht kommend, angegeben, weil ich dort sage, daß diese einen gleichen Einfluß hervorrufen können wie den, der aus dem dynamischen Gleichgewicht notwendig folgt; es wird wörtlich zitiert, aber nicht gesagt, daß dies unter „Nebenerscheinungen" steht.

2. Während ferner die Volumenionisation, als im wesentlichen durch Röntgenstrahlen bedingt, von mir dargestellt wird, wird allein aus dem Kap. VII. die sekundäre Ionisation der schnellen Dornschen Strahlen als Ionisationsursache herangezogen. Also auch hier ist meine Ansicht, trotz der Zitate, nicht richtig dargestellt. Daß diese „Nebenerscheinung" bei einigen Millimeter Druck in Betracht kommen muß, da ja 30000 Volt-Strahlen (die Durchschnittsgeschwindigkeit des Dorneffektes) bereits auf kurze Strecken bei einigen Millimeter ein wenig absorbiert werden, und da ja die freie Weglänge nur einen Mittelwert darstellt, ist klar. Aber nie ist es mir eingefallen, diese Ionisation als etwas Wesentliches zu betrachten, wie es ja leider nach der Darstellung den Eindruck erwecken muß.

c) Ferner habe ich nie die Ansicht vertreten, daß die großen, negativen Ausschläge durch die Primärwirkungen der Röntgenstrahlen bewirkt würden. Ich habe für die negativen Ausschläge (und allein für diese) besonders hervorgehoben, daß sie so groß sind, daß ihnen eine „viel tausendfache Energie gegenüber den Röntgenstrahlen" (Phys. ZS. 6, 778, 1905, oder diese Verh. 7, 321, 1905) zukomme. Auf den Vorgang der negativen Auslösung selbst bin ich in der Hauptarbeit nicht eingegangen; im Kap. III. der hier vorausgehenden Arbeit sind die Gründe zu finden. Daß sie ergänzt werden muß, und in welcher Richtung, habe ich dadurch gekennzeichnet, daß ich sagte: „Erst weitere Untersuchungen können darüber entscheiden, ob es langsame Kathodenstrahlen gibt, die durch Röntgenstrahlen frei werden", und hinzu-

fügte, daß sie „im Gange“ sind. (Abh. S. 44.) Unrichtiges steht in dieser Abhandlung meines Erachtens nicht; im Kap. III. ist gezeigt, daß es eine ganz vage Spekulation gewesen wäre, ohne die experimentelle Durchführung dieser damals angekündigten Untersuchung sich auf die Diskussion dieses Problems einzulassen. Eine wie einfache Lösung die Frage durch den experimentellen Befund gefunden hat, ist dort ausführlich erörtert; und es ist gezeigt, daß die theoretische Überlegung in jedem Punkte in Übereinstimmung ist mit dem experimentellen Befund.

V. Schlußbemerkung.

A. Einzelheiten. — B. Diskussion, die Möglichkeit eines Zufalls in Hinsicht des Resultates meiner Untersuchung im Zusammenhang mit der Arbeit der Herren Franck und Pohl. — C. Einige Fehlerquellen, die nicht vermieden wurden.

A. Einzelheiten.

1. Die Herren Franck und Pohl stellen verschiedentlich die Frage, weshalb ich nicht einen der Effekte, die in dem komplizierten Mechanismus des Nullapparates auftreten, allein benutzt und andere, die unwesentlich erscheinen, weggelassen hätte. Darauf ist zu erwidern: Der Gang meiner Untersuchung war der: Ich suche die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu bestimmen, und stoße dabei auf eine Anordnung, von der ich zeigen kann, daß sie imstande ist, als Nullapparat meines Erachtens einwandfrei, Zeiten zu messen, die es mir ermöglichen, das gestellte Problem zu lösen. Die spezielle Funktion des Nullapparates war hierfür unwesentlich. Zu konstruieren war ein solcher Apparat a priori überhaupt nicht, denn es war fast keine der wesentlichen Erscheinungen, die sich hier experimentell ergaben, von vornherein zu erwarten. Weder das Auftreten der ersten ungeradzahligen Oberschwingung in den periodischen Röntgenstrahlen, noch die durch diese Strahlen erzeugte Schwingung, noch die Unabhängigkeit des Apparates von den langen Nebenschwingungen, noch die Einflußlosigkeit der Schwächung der Strahlen auf die Messung, noch das Folgen eines Volumenionisationszustandes gegenüber einer so schnell wechselnden Phase, noch die verblüffende

Einstellungsschärfe, noch der merkwürdige Vorgang bei der negativen Auslösung und die Bedeutung und das Auftreten der δ-Strahlen waren Erscheinungen, die ich beim Zusammensetzen des Apparates vor etwa fünf Jahren nur irgendwie voraussehen konnte. Wenn ich auch hoffen möchte, daß sie jetzt klar geworden sind (vgl. die vorige Abhandlung), so hätte sie doch damals niemand voraussehen können! Ich habe also an der Konstruktion des Apparates gar kein Verdienst, es war Beobachtung und Experiment, nicht Nachdenken a priori, die mich zu der Anordnung führten. Es konnte nur meine Aufgabe sein, diese Anordnung, die ich gefunden hatte, für das Problem, dem ich nachging, zu benutzen und die Untersuchung seiner speziellen Funktion, die für die Geschwindigkeitsmessung selbst unwesentlich ist, auf später zu verschieben.

2. Ferner sind die Herren der Ansicht, ich hätte die Volumenionisation für sich allein deshalb nicht benutzt, weil sie nicht benutzbar wäre, da sie ja mit der Entfernung der Röntgenröhre abnehmen müßte. Das ist unrichtig, die Null ist unabhängig von der Entfernung; es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die Verwendung der Ionisation allein zwischen zwei Kondensatorplatten zum Ziele führt. Aber die Methode wird wahrscheinlich wesentlich unempfindlicher sein, und die Null würde ebenfalls einem dynamischen Gleichgewicht entsprechen. Ich gedenke sie gelegentlich zu versuchen [1]).

3. Interferenzstörung hat man nur bei großer Intensität der Wellen; es ist aber sehr leicht, sich davon zu überzeugen, ob sie da ist. Der größte Teil der Brückenschwingungen wird übrigens nicht durch den Wollastondraht gedämpft, sondern fließt durch den geringen Kondensatorwiderstand bis zum Faradayzylinder zur Erde.

4. Daß ich keine besondere Brücke auf den Drähten angebracht habe, geschah deshalb, weil das Experiment zeigte und übrigens die Theorie auch bewies, daß die Nebenschwingungen keine Störungen hervorrufen. Wieviel näherliegend ist es, sie anzu-

[1]) Diese Frage ist in dem auf meinen Vortrag hin umgearbeiteten Manuskript in einer Form gestellt, welche die methodische Möglichkeit nicht mehr bezweifelt. Ich lege Wert darauf, daß auf diese Möglichkeit erst von mir im Vortrage hingewiesen wurde.

bringen, für jemanden, der seit seiner ersten Studentenzeit mit dem DRUDEschen Apparat gearbeitet hat! Nach Abh. S. 455 bzw. Ann. S. 688 sind die Nebenschwingungen aber sogar imstande, eventuell zu nützen, indem sie die schwachen positiven Ausschläge verstärken. Denn der Umstand, daß ev. auf der ganzen Verschiebung stets positives Gebiet der längeren Wellen des Systems angetroffen wird, ist höchstwahrscheinlich der Einstellung sehr günstig, weil dadurch die geringen positiven Ausschläge verstärkt werden. Ferner aber ist die Meßschwingung bei mir die erste ungeradzahlige Oberschwingung der zweitkürzesten Welle. Die große Wand des geerdeten Eisenkastens befindet sich nun gerade im Knoten der zweitkürzesten Welle. Es war mir deshalb stets sehr wahrscheinlich, daß die tatsächlich erreichte Sauberkeit der Wellen ihren inneren Grund auch darin hat, daß die große Eisenwand des Kastens, durch den die Primärdrähte hindurchtreten, als Brücke wirkt. Da nämlich die zweitkürzeste Welle die Grundschwingung der ersten Hälfte der Plattenkondensatoren ist, an welcher die Funkenstrecke sich befindet, so kann man sich leicht durch Ausmessung der geringen, genau angegebenen Drahtlängen bis zur Eisenwand davon überzeugen, daß gerade an der Durchtrittsstelle ein Knoten dieser zweitkürzesten Welle liegen muß (Fig. 4). Dann aber muß ja diese Wand eine recht gute Brücke darstellen, da sie ja geerdet ist und, durch Kondensatorkoppelung mit dem Primärsystem verbunden, dieses an Erde legt. Aus dieser, und nur aus dieser Überlegung heraus, habe ich das Primärsystem als „LECHERsches System" bezeichnet. Derartige Ausführungen und Begründungen halte ich in einer abgerundeten Arbeit, in der es gar nicht darauf ankommt, warum die Wellen sauber sind, sondern nur, daß sie es sind, für unnötig. Sie tragen meines Erachtens nur dazu bei, das Wesentliche unter Einzelheiten zu erdrücken und die Darstellung langweilig zu machen.

Ob überhaupt irgend eine einfachere Methode zum Ziele führt, das kann erst die Zukunft lehren, meine Aufgabe konnte nur die sein, zunächst die gefundene Methode in allen Einzelheiten aufzuklären. Solange dies nicht der Fall war, durfte ich nicht nach einer anderen suchen oder an die Vereinfachung denken. Kompliziert ist die Methode übrigens nur durch die große Anzahl der übereinander greifenden Effekte. Nachdem deren Einfluß aber klar-

gestellt ist, zeigt es sich, daß das Verständnis derselben sich unmittelbar additiv aus den Eigenschaften der Komponenten ergibt, ohne Zuhilfenahme irgend einer höheren mathematischen Überlegung!

B. Möglichkeit und Wahrscheinlichkeit eines Zufalls.

Verschiedentlich betonen die Herren FRANCK und POHL, daß sie alle meine Versuche qualitativ und quantitativ wiederholen könnten, trotzdem ihre Resultate nichts mit der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu tun haben. Schon verschiedentlich wurde darauf hingewiesen, daß diese Angabe nicht zutrifft. Nun beziehen sich die Messungen der Herren auf sehr verschiedene Dinge. Einmal haben die Herren eine Wellenstrahlung von oben und eine stehende Welle im Brückendraht. Die beiden HERTZschen Wellen gaben zusammen ein Interferenzpotential an der Elektrode; bei Änderung der Stärke der einen Welle muß man, um auf das frühere Potential zu kommen, eine Änderung an der anderen vornehmen. Die Herren kompensieren also Potentiale, und es kann nicht wunderbar erscheinen, daß sie bei elektrometrischer Messung durch Potentialänderungen an dem der Elektrode gegenüber befindlichen Faradayzylinder qualitativ ähnliche Erscheinungen hervorrufen, wie ich sie bei Vermeidung von Wellenstrahlung durch Veränderung der Potentialgradienten bzw. der angetroffenen Phase erzeuge.

Wie aber alsdann die quantitative Gleichheit der Verschiebungen heraus kommen kann, um zu zeigen, „daß meine sämtlichen Versuche sich quantitativ mit Hilfe des Effektivpotentials deuten lassen", das muß hier näher beleuchtet werden: Es läßt sich für jedes Potential ein Gasdruck innerhalb gewisser Grenzen finden, für den eine Entladung gerade einsetzt. Das Einsetzen der Entladung ist, soweit der Himstedteffekt benutzt wird, bei den Messungen der Herren FRANCK und POHL der Indikator für das erreichte Potential. Sie brauchen nun, um ihr Interferenzpotential nach einer Verschiebung des einen Wellensystems wieder herzustellen, eine zweite, durch keine Gleichung angebbare Verschiebung am anderen System. Um aber die gleiche Verschiebung herauszubekommen, müssen sie für die vorher bestimmte Verschiebung der Röntgenröhre einen Gasdruck suchen, der nach empirischer Bestimmung gerade ausreicht, um

das Interferenzpotential, welches sich bei gleicher Verschiebung ergibt, zum Entladungspotential zu machen. Wenn demnach auch in einem einzelnen Fall der Zufall eintreten kann, daß gerade der zufällig vorhandene Gasdruck eine gleiche Verschiebung vortäuscht, so kann doch nie bei mehreren Messungen der Zufall ein solches Ergebnis vortäuschen. **Bei dieser Kompensation ist demnach die Gleichheit der Kompensation mit der Verschiebung nur dadurch möglich, daß man auf das zu erwartende Resultat hin den Gasdruck jeweilig einstellt.** Bei der Thermoelementmessung, die sich nicht auf ein Interferenzpotential, sondern auf ein Interferenzeffektivpotential bezieht, liegt prinzipiell Ähnliches vor.

Worauf beruht nun meine Einstellung des Gasdrucks? Ist es vielleicht da möglich, daß meine Einstellung öfters zufällig gerade so erfolgte, daß eine Kompensation in Hinsicht des resultierenden Potentials so erfolgt, daß der Verschiebung der Röhre eine gleiche der Brücke zufällig entspricht? Darauf ist zu antworten, daß das geradezu unmöglich ist. Denn die Einstellung des Gasdruckes bei mir erfolgt bei feststehender Röhre. Sie muß deshalb geschehen, weil bei zu hohem Vakuum auf der ganzen Brücke negative, bei zu niedrigem überall positive Ausschläge sein müssen (vgl. die vorige Arbeit, Kap. III, 8). Die theoretische Überlegung ist ja auch hier völlig im Einklang mit dem experimentellen Befund. Wenn diese Einstellung aber einmal vorgenommen ist, dann ist die Größe der Verschiebung ganz gleichgültig! Hatte ich doch erst das experimentelle Resultat dieser Unabhängigkeit des Apparates von der Einstellung und suchte erst dann durch langjährige experimentelle Arbeit den inneren Grund für diesen Befund. Der Fall ist nicht häufig, daß man auf eine Anordnung stößt, die sich als Nullapparat erweist, deren spezielle Funktion deshalb so wenig in Betracht kommt, wie die Galvanometerfunktion in der WHEATSTONEschen Brücke; die Gewähr für vorsichtige Objektivität in Hinsicht des Resultates wird er aber gewiß weitgehend in sich tragen, da man einer Täuschung viel leichter anheimfällt, wenn man erst die Theorie des Apparates hat, seine innere Funktion zu kennen glaubt und dann die experimentelle Bestätigung für diese Kenntnis sucht, als in diesem Falle, wo erst das experi-

mentelle Resultat der Unabhängigkeit von der Einstellung von allen in Betracht kommenden, möglichenfalls störenden Parametern vorlag, und nachträglich die Theorie für diese Unabhängigkeit gefunden werden mußte. Ich habe natürlich ganz willkürlich verstellt. Und da soll immer der „Zufall" mitgewirkt haben? Nicht nur bei den angegebenen Messungen mit dem konstantest erhaltenen Nullpunkt und der Variation der Wellenlänge in drei Bereichen, sondern auch bei der großen Zahl der nicht publizierten Messungen, bei denen der Nullpunkt innerhalb einiger Prozent stärker geschwankt hatte, und die deshalb als weniger zuverlässig weggelassen wurden, aber alle das gleiche Resultat ergeben haben, daß es ganz gleich ist, wie weit man verschiebt, daß die Verschiebung stets gleich der halben Brückverschiebung ist. Einen solchen „Zufall" gibt es nicht! . . . . . **Es hätte also der Angabe der experimenta crucis dafür nicht bedurft, um die Unabhängigkeit meiner Versuchsanordnung vom „Effektivpotential", um die alleinige Abhängigkeit von der Phase zu erweisen!**

C. Die negativen Resultate der Herren Franck und Pohl.

Die theoretischen Einwände der Herren Franck und Pohl sind im wesentlichen, wie ich gezeigt zu haben hoffe, darauf zurückzuführen, daß sie bei der Kürze der Darstellung mich des öfteren mißverstanden haben, und daß die Vorgänge im Nullapparat selbst infolge der noch nicht veröffentlichten, aber als „im Gange", Abh. S. 447, angekündigten Untersuchung über die Auslösung nur unvollkommen und lückenhaft aufgeklärt waren. Ihre bisherigen Mißerfolge in der Wiederholung meiner Experimente beruhen aber vor allem auf wiederholtem Mißverstehen dessen, worauf es ankommt, in erster Linie darauf, daß sie sich gar nicht überzeugten, ob die Nullpunkte auf ihrer Brücke durch die Hertzsche Welle bedingt sind, welche doch das Fundament der Methode bildet.

Auch in ihrem Apparat sind offenbar sonst auch wesentliche Störungen gewesen. Es scheint mir deshalb im Interesse der Klärung der Sache zu liegen, daß hier zum Schluß eine Zusammenstellung der Fehler erfolgt, soweit sie in äußerlicher Hinsicht hier gemacht und von mir zwischen den Zeilen als wahr-

scheinlich festgestellt wurden. Es kann dies nützlich sein, wenn vielleicht von irgendeiner Seite die Versuche aufgenommen werden sollten. Es sind natürlich noch mehr Fehler möglich, und hier, wo gerade immer an den Fundamenten die Mißverständnisse angriffen, auch nur zu wahrscheinlich! Es sind auch solche möglich, die durch fehlende oder unklare Angaben in meiner Arbeit veranlaßt sein können: So ist bei mir die Angabe der Öffnung des Faradayzylinders vergessen. Die Herren FRANCK und POHL messen sie nach der verkleinerten Figur aus, kamen auf grund dieser Messung zu dem Resultat 1 mm und erklärten in ihrem Vortrage ohne jegliche Reserve, ich hätte einen Faradayzylinder von 1 mm innerer und äußerer Öffnung benutzt. Die drei Herren, die in der Diskussion (ich hatte nunmehr geglaubt, aufs Wort verzichten zu sollen) Herren FRANCK und POHL beistimmten, daß durch einen so engen Faradayzylinder recht wenig hineinginge, hatten gewiß recht. Die Maße bei mir sind natürlich auch ganz andere gewesen, sie waren außen 3,5 mm, innen 4 mm.

Ich bäte doch inständigst, in solchen durch mich verschuldeten Fällen, wenn die Bemühungen wirklich darauf ausgehen, meine Versuche zu wiederholen, bei mir anzufragen. Im übrigen hoffe ich nun bald, nach Fertigstellung meiner jetzigen Arbeit, wieder an den Apparat zu kommen und mit den inzwischen sichergestellten experimentellen Gesichtspunkten zu versuchen, den Apparat, der sich als Ganzes beim Experimentieren ergeben hatte, nun induktiv in Hinsicht auf die einzelnen Funktionskomponenten des Nullapparates aufzubauen. Ich konnte und durfte meines Erachtens das nicht versuchen, bevor ich das, was ich hatte, durch die noch im Gange befindliche Untersuchung aufgeklärt hatte. Ich hoffe, es wird mir dann gelingen, mich von der Schwierigkeit der Abstimmung der Vacua unabhängig zu machen. Allein hieran liegt ja die Unmöglichkeit, ihn schnell in Stand zu setzen und ihn jederzeit zu demonstrieren.

Die äußeren Fehlern sind folgende: 1. Eine Wellenstrahlung des Primärsystems. 2. Eine stehende Welle in der Brücke. 3. Der Messingflansch am Aluminiumfenster. 4. Der Faradayzylinder im Strahlengang. 5. Die, wie mir persönlich mitgeteilt wird, durch Zerstäubung schwarze Röntgenröhre, die dann mit doppelter Periode

emittieren muß. 6. Die höchstwahrscheinlich bei der Stärke der Ströme mit Platinzerstäubung behafteten Wände des Nullapparates (vgl. Abh. I, Kapitel „Auslösung"). 7. Die durch zu kleine Entladungspotentiale der Teslafunkenstrecke im Apparat vorhandene größere Amplitude der Teslastrahlung. 8. Eine zu große Funkenstrecke am Plattenkondensator. 9. Die bei der, gegenüber meiner Anordnung, veränderten Wellenlänge nicht untersuchte, fundamentale Bedingung über die Knotenlage der Nebenschwingungen.

Fast jede der angeführten Störungen ist hinreichend, um notwendig das Versagen des Apparates herbeizuführen.

Es kann natürlich ein so schwieriges Experiment, wie das der Geschwindigkeitsmessung, nicht leichthin improvisiert werden. Man muß bei der großen Zahl der möglichen Störungen diese überall von vornherein auf ein Minimum zu beschränken suchen. Die Herren haben über ihre Wellenanordnung gar nichts verlauten lassen. Es ist wohl sehr wahrscheinlich, daß sie keinen Öltesla-transformator verwendet haben, da ja nach DRUDES Arbeiten ein Lufttransformator mindestens gerade so viel leistet und wesentlich bequemer ist, namentlich in einem engen Kasten. Ich bin aber aus dem Grunde zu einem Öltransformator zurückgekehrt, weil die Spulen viel weniger strahlen, wenn sie unter Öl sind. Da alles eng beisammen ist und der Kondensatorkreis dicht über den Spulen ist, erhält man andernfalls Störungen durch Teslaschwingungen, wie ja dies auch bei den Herren FRANCK und POHL derart der Fall war, daß ihre ganze Untersuchung dieser Störung gewidmet ist. Wenn ich jede Erfahrung, die ich bei jahrelanger Arbeit hier gesammelt habe, einzeln ausführen sollte, so würde ich die Geduld der Leser auf eine harte Probe stellen müssen.

Daß infolge gewisser Mißverständnisse hier die Bemühungen der Herren FRANCK und POHL nicht zur Wiederholung meiner Versuche führten, das ist bei einem so schwierigen Gebiet durchaus verständlich. Es ist mir aber ganz unverständlich, wie sie sagen konnten, daß sie mit Hilfe des Himstedteffektes alle meine Versuche qualitativ und quantitativ erklären und wiederholen könnten. Worauf die „quantitative Wiederholung des Endresultates" beruht, wurde bereits diskutiert; auch hier wäre es objektiv unrichtig gewesen, diese Art der „Wiederholung" als

eine quantitative zu bezeichnen. Aber hier liegt möglichenfalls wieder ein Mißverständnis vor. Dies ist aber nicht möglich, in Hinsicht auf die anderen Versuche! Denn es ist den Herren FRANCK und POHL nicht ein einziges Mal gelungen, durch Wegziehen des Bleifleckes beim Verschieben der Brücke periodisch polare Aufladungen des Elektrometers zu erhalten, die auf $^1/_4$ Wellenlänge Verschiebung wechseln und der Periodizität der die Röntgenstrahlen emittierenden Welle entsprechen: Man kann eine Ausdrucksweise mitunter mißverstehen, aber lange Zahlentabellen, die eine periodische Folge eines polaren Verhaltens anzeigen, die können nicht mißverstanden werden. Die Herren hätten meines Erachtens nicht sagen dürfen, daß sie „alle meine Versuche quantitativ wiederholen" könnten, wenn ihnen unter anderen diese Beobachtungen nicht geglückt sind. Eine richtige Berichterstattung wäre nur gewesen, wenn sie gesagt hätten, daß ihnen die Wiederholung nicht gelungen ist. Dann hätte ich auch in der Diskussion versuchen können, ihnen zu sagen, woran es liegt. Diese Art der Berichterstattung aber kann die größten Mißverständnisse selbst bei denen hervorrufen, die eine Arbeit genau kennen. So habe ich, der ich meine Arbeit recht genau kenne, den Herren in der Diskussion nur unvollkommen folgen können, weil ich ihrer Berichterstattung glaubte, daß sie „alle meine Versuche qualitativ und quantitativ" mit Hilfe des Himstedteffektes wiederholen und erklären könnten. Hierfür konnte ich gar keine Erklärung finden. Denn wenn ein bekannter Physiker mir öffentlich sagt, daß er quantitativ alle meine Versuche, mit Ausnahme des Endresultates, mit einer ganz anderen Erscheinung als mit dem Antreffen der Phase wiederholen kann, so muß ich das zunächst glauben. Dann aber wäre eben damit bewiesen, daß meine Schlüsse entweder falsch oder nicht eindeutig sind. Erst nachher habe ich gesehen, woran mein Mißverständnis lag. Ich bin aber überzeugt, daß es fast allen Hörern des Vortrages so gehen mußte, weil doch jeder glaubt annehmen zu müssen, daß solche Erklärungen wörtlich genommen werden sollen, was aber wohl gewiß gar nicht der Meinung des Herrn Vortragenden entsprochen hat. **Hierüber muß eine Erklärung in der Antwort der Herren meines Erachtens notwendig erfolgen,** im Interesse einer objektiven Berichterstattung,

da ja anderenfalls auch die referierenden Zeitschriften gewiß vielfach denselben Ausdruck, den Tatsachen entgegen, aufnehmen würden.

Ich denke, hier bewiesen zu haben, daß weder in experimenteller noch in theoretischer Hinsicht irgend ein stichhaltiger Einwand gegen meine Arbeit von den Herren FRANCK und POHL erhoben worden ist. Meines Erachtens auch gar nicht erhoben werden kann! Die einzige Möglichkeit eines Einwandes läge meines Erachtens darin, mit Herrn BRAGG die Homogenität der Röntgenstrahlen zu bezweifeln, also anzunehmen, daß neben der mit Lichtgeschwindigkeit sich ausbreitenden Röntgenstrahlung eine weitere vorhanden wäre. Gegen diese Möglichkeit sprechen meine Versuche nicht; ob sie zutreffend ist, das werden vielleicht spätere Versuche entscheiden können.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß bei Wellenstrahlung in meinem Apparat jedes Resultat, auch 0,4 bis 14 c, herauskommen kann. Es wird durch ein erstes Experimentum crucis allgemein gezeigt, daß in meinem Apparat die Phase, nicht irgend ein anderes Potential, die Messung bestimmte; durch ein zweites **Experimentum crucis**, das bereits in meiner ersten Mitteilung angegeben ist, wird gezeigt, daß speziell nicht „das Effektivpotential" die Messung beeinflußte (Kap. I).

2. Der Mißerfolg in der Wiederholung meiner Versuche durch die Herren FRANCK und POHL ist meines Erachtens durch zwei Faktoren im wesentlichen bedingt: Ia) eine stehende Welle in der Brücke, Ib) eine Wellenstrahlung der Röntgendrähte. Es wird gezeigt, daß gerade bei vollständiger Einhaltung meiner Apparatkonstanten diese Störungen eintreten müssen, wenn größere Potentialamplituden verwendet wurden, als meine Dämpfungs- und Koppelungsglieder zulassen. II. Durch noch weitere Vergrößerung der Funkenstrecke entfernen sie den Einfluß der HERTZschen Welle auf die schwingende Elektrode völlig und untersuchen in der Tat nunmehr nur den Einfluß einer mit Teslaschwingungen betriebenen Röntgenröhre auf die Teslaentladung. Hiermit verlassen sie versehentlich das Grundprinzip des Apparates. Daß die

Herren glaubten, es sei von mir auch verlassen worden, beruht auf dem fundamentalen Mißverständnis, das meine Äußerung hervorgerufen hat, daß für die Geschwindigkeitsmessung nur eine Knotenverschiebung von den drei Knoten, die auf den Brückendrähten liegen, beobachtet werden müsse. Sie glaubten deshalb vor der Messung sich nicht überzeugen zu müssen, ob die Knoten durch die HERTZsche Welle bedingt sind. Infolgedessen haben sie nur den Einfluß einer Fehlerquelle untersucht, die ich peinlich vermieden habe (Kap. II).

3. Der Himstedteffekt tritt bei mir nach 1. nicht auf. Der Untersuchung dieses Effektes ist die Arbeit der Herren FRANCK und POHL zunächst gewidmet. Wie aber die Herren durch ein Mißverständnis sich zuerst von meiner Arbeit entfernten, so entfernen sie sich meines Erachtens jetzt durch ein Mißverständnis von ihrer. Die zunächst meines Erachtens nur wenig glücklich gewählte Bezeichnung „Effektivpotential" (etwa für „resultierende maximale Potentialamplitude") wird ihnen Veranlassung, zu glauben, dieser Gasentladungseffekt hinge nicht von den maximalen Amplituden der gedämpften Wellen des Systems, sondern von deren Energieintegralwert ab. Sie messen so mit dem Thermoelement eine Größe, die nur durch ein Mißverständnis ihrer eigenen Bezeichnung in Beziehung zu der Größe gesetzt werden kann, die sie zu messen glauben. Denn jetzt messen sie ein wirkliches Effektivpotential; dieses aber hat nichts mit dem „Effektivpotential" des Himstedteffektes mehr zu tun (Kap. IIIc).

4. Während nach 1. und 3. der Himstedteffekt mit meiner Geschwindigkeitsmessung gar nichts zu tun hat, stehen diese Thermomessungen, die keine Beziehung zum Himstedteffekt haben, den die Herren FRANCK und POHL zu untersuchen glauben, wieder in gewisser Beziehung zu meiner Geschwindigkeitsmessung: Sie messen nämlich mit dem Thermoelement eine Größe, die sich charakterisieren läßt als der „Integralwert aller der für die Messung selbst ausgeschalteten, also unwesentlichen, aber im Apparat vorhandenen Störungswellen". Kap. IIIc. Diese Wellen sind für die Messung ausgeschaltet, weil ihre maximale Amplitude als additiver Faktor für die Meßschwingung nicht

hinreicht, um einen wesentlichen Beitrag dafür zu liefern, daß das angetroffene Potential der Meßschwingung bei der Bestrahlung merklich früher in Aktion tritt, als ohne sie. Trotzdem ist der Energieinhalt dieser Störungswellen jedenfalls in anderer Größenordnung größer, als der der Meßschwingung. Wollte man demnach aus der Energiekurve, die bei aufliegendem Blei für den Einfluß der Röhrenverschiebung gewonnen ist, auf die wirkliche Fehlergröße schließen, so müßte man die Ordinaten um ein viel Tausendfaches nach unbekanntem Gesetze verkleinern. Sieht man von dieser Messung des „Integralwertes des Unwesentlichen" in meinem Apparat ab, so folgt:

Mit meiner Methode der Geschwindigkeitsmessung hat die ganze Untersuchung nur Äußerlichkeiten gemein, weil im ersten Teile eine Wellenstrahlung die Phase der Hertzschen Welle überdeckte (Versagen der „Bleikriterien"), **im zweiten der Grundfaktor der ganzen Untersuchung, die Hertzsche Welle, selbst ausgeschaltet war** (Kap. IIIc).

5. Die Darstellung der Theorie meines Apparates ist trotz der Zitate nicht richtig wiedergegeben, weil die Zitate lediglich aus Kap. VII. der Arbeit entnommen sind. Dort werden „Nebenerscheinungen" behandelt. Auf die Theorie selbst (Kap. IV) wird kaum eingegangen. Die Einwände gegen die Größenordnung, die leuchtende Entladung usw. sind in der vorstehenden Abhandlung (Kap. III) von mir zu widerlegen versucht.

6. Es wird gezeigt, daß auch ohne Angabe von 1. die Eindeutigkeit meiner Messungen aus dem Ergebnis der Unabhängigkeit des Geschwindigkeitswertes von der Entfernung folgt (Kap. Vb). Eine „quantitative Wiederholung" meiner Versuche mit dem gleichen Resultat unter Verwendung des „Effektivpotentials" oder des wirklichen Effektivpotentials ist nur möglich, wenn man die Kompensation so ausführt, daß man jeweilig bei jeder einzelnen Verschiebung den Gasdruck auf das zu erwartende Resultat hin einstellt. Der Zufall kann dieses Resultat unmöglich, weder bei meiner Messung, noch bei der der Herren FRANCK und POHL, vortäuschen, wenn mehrere Messungen bei verschiedener Entfernung eingestellt werden. Die Behauptung der Herren, daß sie alle meine Ver-

suche quantitativ wiederholen, und mit Hilfe des Himstedteffektes erklären könnten, ist objektiv unzutreffend.

Weder in theoretischer, noch in experimenteller Hinsicht ist demnach meines Erachtens durch die vorliegende Arbeit irgend ein Einwand erhoben, der nicht auf Mißverständnissen meiner Arbeit beruht.

Das Resultat meiner Arbeit wird demnach in Hinsicht seiner Eindeutigkeit durch diese Einwände in keinem Punkte erschüttert.

Leipzig, Physikal. Institut der Universität, 12. Febr. 1908.

Die spezifische Wärme einiger Elemente und Salze zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur;

von Paul Nordmeyer.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 21. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 116.)

Die nachstehend angegebenen spezifischen Wärmen zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur bestimmte ich in derselben Art und Weise wie C. Forch und P. Nordmeyer[1]) und P. Nordmeyer und A. L. Bernoulli[2]). Ich hatte ausgedehntere Messungen, namentlich zwischen der Temperatur eines Kohlensäure-Äthergemisches und der der flüssigen Luft vor, aber durch einen Unglücksfall, hervorgerufen durch das Platzen einer Phosphor enthaltenden Dewarschen Flasche, bin ich an deren Fortführung für längere Zeit verhindert; daher veröffentliche ich hiermit die bereits erhaltenen Resultate.

Zunächst hatte ich einige Werte, die ich in Gemeinschaft mit Bernoulli erhalten hatte, einer erneuten Prüfung unterzogen. Die Resultate stehen in Tab. 1, in welcher unter p das Gewicht der eingebrachten Substanz, unter P das Gewicht der durch jene verdampften Luft, unter T die Temperatur der flüssigen Luft, unter t die Zimmertemperatur und unter c die spezifische Wärme angegeben ist. In der letzten Kolumne stehen zum Vergleich die von Nordmeyer und Bernoulli erhaltenen Werte.

Wie man aus dieser Tabelle erkennt, sind die früheren Werte gut bestätigt worden, was namentlich für Gold und Calcium wichtig ist. Für letzteres hatte inzwischen Bernini[3]) folgende Werte angegeben:

$c_{0-20^0} = 0{,}1453$; $c_{0-78^0} = 0{,}147$; $c_{0-100^0} = 0{,}149$; $c_{0-157^0} = 0{,}1521$.

---

[1]) C. Forch und P. Nordmeyer, Ann d. Phys. (4) 20, 423, 1906.

[2]) P. Nordmeyer und A. L. Bernoulli, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 175—183, 1907.

[3]) A. Bernini, Physik. ZS. 8, 150—154, 1907.

Tabelle I.

Substanz	p	P	T	t	c_{t-T}	Mittelwert von c	c bei Nordmeyer u. Bernoulli
Natrium . .	9,120	9,710	— 188	+ 20	$0{,}256_0$	$0{,}252_6$	$0{,}234_5$
	9,537	9,803	— 187	+ 18	$0{,}250_7$		
	17,980	18,502	— 187	+ 18	$0{,}251_0$		
Magnesium .	9,961	9,120	— 188	+ 18	$0{,}222_2$	$0{,}222_2$	$0{,}223_4$
Calcium . .	14,765	9,240	— 185	+ 18	$0{,}154_2$	$0{,}156_6$	$0{,}157_4$
	14,765	9,473	— 185	+ 18	$0{,}158_0$		
	9,055	5,785	— 188	+ 17	$0{,}157_6$		
Eisen . . .	5,265	2,105	— 188	+ 18	$0{,}097_1$	$0{,}097_1$	$0{,}094_8$
Molybdän .	5,360	1,377	— 188	+ 17	$0{,}062_7$	$0{,}062_7$	$0{,}062_5$
Thallium . .	5,377	0,848	— 185	+ 18	$0{,}038_9$	$0{,}038_1$	$0{,}037_9$
	5,355	0,832	— 188	+ 19	$0{,}037_3$		
Gold	8,602	1,137	— 185	+ 18	$0{,}032_6$	$0{,}033_3$	$0{,}034_6$
	15,660	2,166	— 185	+ 19	$0{,}033_9$		

Hiernach würde der von mir gefundene mittlere Wert 0,157 etwas zu hoch sein. Die Zusammensetzung des Calciums[1]) war in beiden Fällen die gleiche: 97 bis 99 Proz. Ca. Mit der von Bunsen gefundenen Zahl $c_{23-99^0} = 0{,}1704$ [die von Landolt und Börnstein angegebene Zahl 0,1804 beruht nach Bernini[2]) auf einem Irrtum] würde mein Wert gut in Einklang stehen.

Für Gold erhielt ich einen nur wenig geringeren Wert als in voriger Arbeit, trotzdem es anderer Herkunft und in Ringform war, an Stelle des früher verwendeten Bleches. Eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Violle (0,0316 bei + 50°) und Voigt (0,0303 bei + 60°) ist also auch dadurch nicht herbeigeführt.

Das Natrium war von Merck frisch bezogen, während das früher verwendete bereits längere Jahre gestanden hatte. Vielleicht ist darauf die geringe Differenz der Werte zurückzuführen.

[1]) Ich erhielt es nebst näheren Angaben von den „Elektrochemischen Werken, G. m. b. H., in Bitterfeld"; ihnen spreche ich für ihr Entgegenkommen auch hier meinen Dank aus.

[2]) A. Bernini, l. c., S. 152.

Tabelle II.

Substanz	p	P	T	t	c_{t-T}	Mittelwert von c			
Aluminium	10,480	7,950	— 188	+ 20	$0{,}182_4$	$0{,}182_2$	Tilden . .	0,1677	bei — 80
	10,700	8,108	— 188	+ 20	$0{,}182_2$			0,2189	„ + 100
	14,985	11,181	— 187	+ 18	$0{,}182_0$			0,2356	„ + 225
							Bontschew	0,14284	„ — 250
								0,18931	„ — 100
								0,20890	„ ± 0
								0,22261	„ + 100
								0,23818	„ + 250
Phosphor (gelb)	4,014	2,962	— 187	+ 18	$0{,}180_0$	$0{,}178_0$	gelb fest:		
	3,560	2,580	— 187	+ 18	$0{,}176_8$		Regnault .	0,16994	„ — 34
	10,650	7,836	— 187	+ 18	$0{,}179_3$		Person . .	0,1788	„ — 7
	6,358	4,635	— 187	+ 18	$0{,}177_8$		Regnault .	0,1887	„ + 15
	10,295	7,433	— 187	+ 18	$0{,}176_1$		Kopp . . .	0.202	„ + 25
							Desains . .	0,200	„ + 38
							gelb flüssig:		
							Person . .	0,2045	„ + 74
Kalium	6,961	4,836	— 187	+ 18	$0{,}169_5$	$0{,}169_7$	Regnault (unsicher)	0,16551	„ — 39
	6,080	4,224	— 187	+ 18	$0{,}169_8$		Schüz . .	0,1662	„ — 28
							Bernini [1]) .	0,1876	„ — 11
								0,19215	„ ± 40
								0,2170	„ ± 89
								0,2245	„ + 128
Bromkalium KBr (krist.)	10,000	4,191	— 188	+ 18	$0{,}101_7$	$0{,}102_7$	Regnault (gs) . . .	0,1132	„ + 57
	11,034	4,714	— 188	+ 20	$0{,}102_7$				
	10,000	4,200	— 187	+ 18	$0{,}102_4$				
	10,000	4,177	— 187	+ 18	$0{,}101_9$				

Die übrigen Substanzen waren die gleichen, wie sie in voriger Arbeit untersucht waren.

Die Resultate von den neu untersuchten Substanzen sind in Tab. II zusammengestellt. In ihrer letzten Kolumne stehen die Resultate früherer Beobachter nebst den mittleren Temperaturen, für welche sie gelten. Soweit sie ohne Literaturangabe sind, sind sie den Tabellen von Landolt und Börnstein (3. Aufl. 1905) entnommen.

[1]) A. Bernini, Phys. ZS. 7, 168—172, 1906.

Das Aluminium war in Blöckchen von MERCK bezogen. Der gefundene Wert stimmt mit den (extrapolierten) Werten von BONTSCHEW gut überein; der Wert von TILDEN für den gleichen Temperaturbereich ist ein wenig kleiner.

Der Phosphor war Phosphorus lucidus in bacc. von MERCK. Unter Wasser abgewogen, wurde er vor dem Einbringen in die flüssige Luft rasch trocken abgetupft. In der flüssigen Luft zerfällt er teilweise zu einem groben Pulver. Ob die Differenz von etwa 0,015 zwischen meinem und dem aus Extrapolation der Resultate früherer Beobachter zu erwartenden Wert davon herrührt, daß dem eingebrachten Phosphor noch etwas Feuchtigkeit anhaftete oder etwa durch eine möglicherweise vorhandene molekulare Umwandlung hervorgebracht ist, ließe sich erst durch Versuche zwischen — 78 und — 185° entscheiden.

Das Kalium (ebenfalls von MERCK, in Kugeln) wurde ebenso behandelt wie das Natrium, also unter Petroläther in blanke Würfel geschnitten und gewogen und vor dem Einbringen in die flüssige Luft schnell abgetrocknet. Mit den Zahlen von BERNINI gibt mein Wert eine anschauliche Kurve für die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme, aus welcher allerdings die Werte von REGNAULT und SCHÜZ herausfallen. Auch BERNINI[1]) weist schon auf die mangelnde Übereinstimmung seiner Resultate mit denen dieser Forscher hin, die „sich durch die Verschiedenheit der Temperaturbereiche nicht vollkommen erklären läßt". Auch hier würden erst Untersuchungen für noch tiefere Temperaturen Aufklärung schaffen.

Nachtrag bei der Korrektur.

Über die spezifische Wärme von Na, Mg und Ca sind noch Untersuchungen von THUM[2]) und BRUNNER[3]) erschienen. THUM fand für Natrium fast mit den Angaben von BERNINI übereinstimmende Werte; sein (extrapolierter) Wert bei — 85° ist 2,644, also etwas höher, als der von mir für die gleiche mittlere Temperatur gefundene. BRUNNER erhielt folgende (unter — 80° extrapolierten) Daten:

[1]) A. BERNINI, l. c., S. 171.
[2]) A. THUM, Inaug.-Diss. Zürich 1906.
[3]) R. BRUNNER, Inaug.-Diss. Zürich 1906.

Magnesium: $c_{-100} = 0{,}2101$; $c_{\pm 0} = 0{,}2386$; $c_{+100} = 0{,}2557$.
Calcium: $c_{-100} = 0{,}1416$; $c_{\pm 0} = 0{,}1523$; $c_{+100} = 0{,}1599$.

Hiermit würde mein Wert für Magnesium in Übereinstimmung stehen. Die Zahlen für Calcium liegen bei BRUNNER höher als bei BERNINI; fast die gleiche Differenz besteht jedoch noch zwischen dem von mir gefundenen und dem entsprechenden Wert bei BRUNNER.

Aachen, Physik. Institut der Königl. Techn. Hochschule.

Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums;
von Karl Scheel und Rudolf Schmidt.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 85.)

Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums liegen Arbeiten von Lord RAYLEIGH [1]), sowie von RAMSAY und TRAVERS [2]) vor. In beiden wurde der Brechungsexponent von Helium relativ zu dem von Luft und Wasserstoff nach einer Interferenzmethode bestimmt, welche auf dem Vergleich der Lichtgeschwindigkeiten in gleichen Längen zweier Gase beruht.

Die gefundenen Verhältniszahlen von $n - 1$ für Helium gegen Luft sind

nach Lord RAYLEIGH	0,146
„ RAMSAY und TRAVERS	0,1238

Diese Werte beziehen sich nicht auf eine bestimmte Wellenlänge, sondern gelten für weißes Licht (Petroleumlampe). Für den absoluten Brechungsexponenten des Heliums ergibt sich hieraus, unter Zugrundelegung des Brechungsexponenten der Luft für die Natriumlinie $n_D = 1{,}000\,292\,8$:

nach Lord RAYLEIGH	$n = 1{,}000\,042\,7$
„ RAMSAY und TRAVERS . . .	$n = 1{,}000\,036\,2$

Beide Werte weichen erheblich voneinander ab. Über die Reinheit des benutzten Heliums gibt Lord RAYLEIGH nichts an. Die Dichte des von RAMSAY und TRAVERS untersuchten Gases war 1,98, falls man annehmen kann, daß die Bestimmung des Brechungsexponenten mit der von ihnen dargestellten reinsten Fraktion vorgenommen wurde. Dagegen scheint das von Lord RAYLEIGH benutzte Helium noch stärker verunreinigt gewesen zu sein, eine Annahme, die um so wahrscheinlicher ist, als seine

---

[1]) Proc. Roy. Soc. 59, 201—206, 1896.
[2]) Ebenda 67, 331, 1900.

Beobachtungen in die Zeit fielen, in welcher die Eigenschaften des Heliums erst wenig bekannt waren.

Da in der Reichsanstalt zu anderen Zwecken eine größere Menge Helium dargestellt und außerdem eine bequeme Methode zur Bestimmung von Brechungsexponenten von Gasen ausgebildet war, so schien es erwünscht, eine Neubestimmung des Brechungsexponenten von Helium vorzunehmen.

Das Helium wurde aus Monazitsand gewonnen und in bekannter Weise durch Überleiten über Bleichromat, Kupfer und Kupferoxyd gereinigt. Die letzten Spuren fremder Gase, auch das aus dem Monazitsand mitentwickelte Argon (etwa 0,5 Proz.) wurden durch Überleiten über mit flüssiger Luft gekühlte Kokosnußkohle und Platinschwamm vollständig entfernt. Eine sorgfältige spektroskopische Untersuchung vor und nach den Versuchen ließ keinerlei Verunreinigungen erkennen.

Über die Methode der Bestimmung des Brechungsexponenten sei auf die frühere Veröffentlichung des einen von uns [1]) verwiesen. Sie gründet sich darauf, daß zwischen zwei einander nahezu parallelen ebenen Flächen, die durch einen Zwischenraum von der Dicke h getrennt sind, Fizeausche Interferenzen erzeugt werden und die Anzahl k der Interferenzstreifenintervalle gemessen wird, welche durch eine feste Marke hindurchgehen, wenn der mit dem zu untersuchenden Gase erfüllte Zwischenraum von der Dicke h evakuiert wird. Bezeichnet λ die Wellenlänge im leeren Raum, so ergibt sich der Brechungsexponent $n_{t,p}$ des unter dem Druck p stehenden Gases von der Temperatur t aus der Gleichung

$$k = \frac{2h}{\lambda}(n_{t,p} - 1),$$

woraus sich, mit Hilfe des Gesetzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$, $n_{0,760}$, der Brechungsexponent des Gases unter 760 mm Druck bei 0°, berechnet. h ist bei den vorliegenden Versuchen durch die Höhe eines Quarzringes gegeben und bei der Versuchstemperatur (etwa 14°) gleich 9,998 mm.

Die folgenden Tabellen enthalten die Beobachtungsresultate,

[1]) Karl Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 24—36, 1907.

welche lediglich wegen der Ausdehnung des Quarzringes zufolge geringer Abweichungen von der Mitteltemperatur 14° verbessert sind.

1. Reihe.

$\lambda/2$ μ	Lesung				k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760}-1$
	Vakuum	$t = 14{,}10°$ $p = 769{,}6$ mm	Vakuum	Vakuum Mittel			
0,3338	1,816	0,814	1,815	1,815	1,001	0,334	0,000 034 7
0,2938	1,197	0,144	1,297	1,247	1,103	0,324	0,000 033 7
0,2895	1,787	0,691	1,827	1,807	1,116	0,323	0,000 033 6
0,2885	1,528	0,431	1,602	1,565	1,134	0,327	0,000 034 0
0,2508	1,698	0,458	1,773	1,735	1,277	0,320	0,000 033 2
0,2179	2,101	0,639	2,155	2,128	1,489	0,324	0,000 033 7

2. Reihe.

$\lambda/2$ μ	Lesung				k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760}-1$
	Vakuum	$t = 13{,}89°$ $p = 778{,}8$ mm	Vakuum	Vakuum Mittel			
0.3338	1,828	0,816	1,817	1,822	1,006	0,336	0,000 034 5
0,2938	1,227	0,096	1,239	1,233	1,137	0,334	0,000 034 3
0,2895	1,750	0,632	1,800	1,775	1,143	0,331	0,000 034 0
0,2885	1,570	0,426	1,566	1,568	1,142	0,329	0,000 033 7
0.2508	1,739	0,426	1,753	1,746	1,320	0,331	0,000 034 0
0.2179	2,109	0,551	2,104	2,106	1,555	0,339	0,000 034 8

$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}	$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}
0,3338	0,000 034 6	+6	0,2885	0,000 033 8	−2
0,2938	0,000 034 0	0	0,2508	0,000 033 6	−4
0,2895	0,000 033 8	−2	0,2179	0,000 034 2	+2

Die letzte Tabelle gibt die Mittelwerte beider Reihen wieder. Es ist versucht worden, diese Werte nach einer Dispersionsformel von der Form

$$n - 1 = a + b \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

darzustellen, doch ergab eine Auswertung der Beobachtungen nach

der Methode der kleinsten Quadrate für b nahezu den Wert 0. Die Dispersion des Heliums scheint also sehr klein zu sein, und innerhalb der Beobachtungsfehler vorliegender Untersuchungen zu liegen. Man wird also den Mittelwert obiger Zahlen

$$n = 1{,}000\,034\,0$$

als den für das ganze sichtbare Spektrum gültigen Wert des Brechungsexponenten des Heliums anzunehmen haben. Seinen wahrscheinlichen Fehler kann man auf Grund der inneren Übereinstimmung der Messungen auf ± 2 Einheiten der letzten angegebenen Ziffer ansetzen.

Dieser Wert des Brechungsexponenten ist noch erheblich kleiner als derjenige von RAMSAY und TRAVERS. Diese Unstimmigkeit kann man wohl nicht auf Verunreinigung des von RAMSAY und TRAVERS benutzten Gases zurückführen, wenngleich beispielsweise weniger als $^1/_2$ Proz. Kohlenwasserstoffe bereits zu ihrer Erklärung ausreichen würde. Jedenfalls aber hat, falls man überhaupt Verunreinigungen zulassen will, der kleinste Wert des Brechungsexponenten für Helium immer die größte Wahrscheinlichkeit, weil Helium von allen Gasen den bei weitem kleinsten Brechungsexponenten besitzt.

Es mag aber auch darauf hingewiesen werden, daß die hier benutzte absolute Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten einer relativen Methode, wie sie von Lord RAYLEIGH sowohl, als auch von RAMSAY und TRAVERS angewendet ist, sicher überlegen ist.

Charlottenburg, den 25. Januar 1908.

Die Brechung und Dispersion des Heliums;

von Kurt Herrmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908;
eingegangen am 28. Februar 1908.)
(Vgl. weiter unten.)

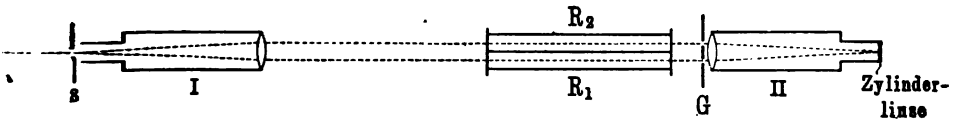
Zur Bestimmung der Dispersion des He wurde die Interferenzmethode gewählt, wie sie JAMIN, MASCART, LORENTZ, KETTELER, und neuerdings RAYLEIGH, RAMSAY und TRAVERS bei der Bestimmung des Brechungsvermögens von Gasen benutzt haben, weil sie eine größere Genauigkeit gewährleistet als die Methode von BORDA bzw. BIOT-ARAGO.

I. Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung schließt sich im wesentlichen an die von TRAVERS in „the study of gases" (S. 291—296) gegebenen an.

Von einer Lichtquelle L ausgehend (s. Fig. 1) trifft der Lichtstrahl auf einen engen Spalt s, der an Stelle des Okulars vom Fernrohr I steht. In seinem weiteren Verlauf geht die obere Hälfte des Lichtbündels durch Luft, die untere durch ein Röhrenpaar $R_1 R_2$.

Fig. 1.



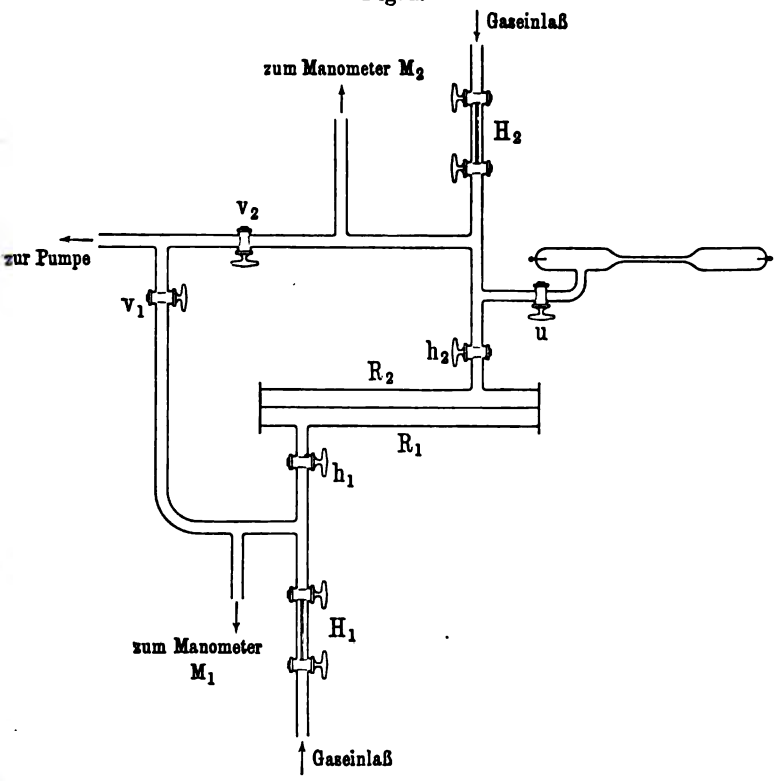
Beide Teile treffen dann auf einen Schirm G, der zwei Öffnungen hat, deren jede 4 mm breit ist, und deren Mitten 10 mm voneinander entfernt sind. Die hervorgebrachten Frangen beobachtet man mittels des Fernrohres II, dessen Okular eine Zylinderlinse von etwa 4 mm Brennweite bildet.

Das Röhrenpaar war 300,33 mm lang und mittels Marineleim aneinandergekittet. Seine Enden waren durch planparallele Glasplatten, die aus einem Stück geschnitten waren, geschlossen. Diese Platten waren senkrecht zur Achse der Röhren ebenfalls

mit Marineleim angekittet. Zum Schutz gegen äußere Temperaturschwankungen und Beförderung des Temperaturausgleichs wurden die Röhren mit dünnem Kupferblech umwickelt.

Jede von ihnen hatte seitliche Ansätze, welche die Verbindung mit den den Gaszufluß vermittelnden Teilen des Apparates her-

Fig. 2.



stellten (s. Fig. 2). Die Verbindung der Röhren R_1 R_2 mit den Gaspipetten war in geeigneter Weise mit Trockenrohren und Gold-Silberschaumrohren versehen. Bemerkenswert ist, daß vor jeder Röhre ein Kapillarhahnpaar H_1 bzw. H_2 eingeschaltet wurde. Diese Hahnpaare schlossen ein Volumen von 0,06 cm³ ein und waren dazu bestimmt, den Gaszufluß beliebig zu regeln und kleine Druckänderungen vorzunehmen. Mit jeder Röhre verbunden war ein Manometer M_1 und M_2. Beide Seiten der Versuchsanordnung

konnten durch Hähne v_1 und v_2 gegeneinander abgeschlossen werden, derart, daß Teil I und II mit verschiedenen Gasen angefüllt werden konnten und unabhängig voneinander sich evakuieren ließen.

II. Lichtquellen.

Als Lichtquelle wurde die Quecksilberbogenlampe benutzt. Die dabei in Frage kommenden monochromen Lichtarten wurden mittels geeigneter Lichtfilter entnommen. Vor ihrer Verwendung wurde spektralanalytisch festgestellt, daß außer der verwendeten Quecksilberlinie alles merklich absorbiert war.

III. Ausführung und Berechnung der Versuche.

Der Apparat wurde scharf evakuiert, mit trockener Luft gespült und wieder evakuiert. Dann wurde zur Untersuchung geschritten, und zwar erstreckte sich diese in zwei Richtungen.

Einmal wurden die Verhältnisse der Brechungsvermögen der Gase bestimmt und zwar H gegen Luft und He gegen H.

Sodann erfolgte eine direkte Bestimmung der Brechungsvermögen gegen das Vakuum. In letzterem Falle trat nur in eine Röhre Gas ein, die andere blieb ständig evakuiert.

Die Versuche nach dem ersten Verfahren ließen sich nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{n_0 - 1}{n_0' - 1} = \frac{(p_L' - p_L)(1 + \alpha t)}{(p_G' - p_G)(1 + \alpha' t')}.$$

Darin bedeutet

$n_0 - 1$ das Brechungsvermögen des Gases G;

$n_0' - 1$ das Brechungsvermögen des Gases L,

$p_L' - p_L$ die erhaltene Differenz der Druckänderungen des Gases L,

$p_G' - p_G$ die diese Differenz kompensierende Differenz der Druckänderungen des Gases G, $(1 + \alpha' t')$ und $(1 + \alpha t)$ die entsprechenden Temperaturkorrektionen.

Die zur Berechnung der direkten Bestimmung des Brechungsvermögens benutzte Formel war

$$n_0 - 1 = \frac{\lambda_0 \cdot 760 \cdot f}{L} \frac{(1 + \alpha t)}{p}.$$

Darin bedeutet $n_0 - 1$ das absolute Brechungsvermögen des betreffenden Gases, λ_0 die Wellenlänge des benutzten Lichtes für das Vakuum, L die Länge der Röhren, p die Druckänderung gegen das Vakuum, f die ihr entsprechende Frangenanzahl, $(1 + \alpha t)$ die Temperaturkorrektion.

IV. Resultate.

Brechungskoeffizienten der Luft.

Versuchsreihe	$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}\mu$	$\lambda = 0{,}5461\ \mu$	$\lambda = 0{,}4359\ \mu$
I	1,000 294 20	1,000 294 84	1,000 298 08
II	1,000 294 21	1,000 294 83	1,000 298 15
Mittel	1,000 294 20	1,000 294 83	1,000 298 12

Brechungskoeffizienten von H.

Versuchsreihe	$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}\mu$	$\lambda = 0{,}5461\ \mu$	$\lambda = 0{,}4359\ \mu$
I	1,000 138 95	1,000 138 99	1,000 140 73
II	1,000 138 94	1,000 139 04	1,000 140 69
Mittel	1,000 138 94	1,000 139 02	1,000 140 71

Die Luft war dem Institutsgarten entnommen und durch Überleiten über Natronkalk von Kohlensäure befreit. Der Wasserstoff wurde elektrolytisch dargestellt. Aus den Ergebnissen dieser vorstehenden Tabellen folgt durch graphische Extrapolation als Brechungskoeffizient der D-Linie

für Luft: 1,000 294 0,
für H: 1,000 138 4.

In den Versuchen von Herrn Professor Scheel[1]) über Luft und Wasserstoff finden sich Angaben auch für die von mir benutzten Wellenlängen.

Nachstehend ist die Dispersion von Luft und Wasserstoff nach den Beobachtungen von Herrn Scheel und mir zusammengestellt, wobei eine fast genaue Übereinstimmung sich zeigt.

[1]) Karl Scheel, Bestimmung des Brechungsexponenten von Gasen bei Zimmertemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 27, 28, 32, 33, 1907.

Dispersion der Luft bei 0° und 760 mm, bezogen auf die D-Linie.

Linie	λ in μ	$\Delta n \times 10^7$	
		Scheel	Herrmann
Na	0,5984	0	0
Hg	0,579 / 0,576	+ 2	+ 2
Hg	0,5461	+ 8	+ 8
Hg	0,4359	+ 39	+ 41

Der absolute Wert des Brechungskoeffizienten ist höher als der von Scheel gefundene. Er steht für die D-Linie mit 1,000 2940 zwischen dem von Scheel, 1,000 291 6, und dem von Ketteler [1]), 1,000 294 7.

Dispersion von H bei 0° und 760 mm, bezogen auf die D-Linie.

Linie	λ in μ	$\Delta n \times 10^7$	
		Scheel	Herrmann
Na	0,5984	0	0
Hg	0,579 / 0,576	+ 5	+ 5
Hg	0,5461	+ 5	+ 6
Hg	0,4359	+ 22	+ 23

Hier ist auch der Absolutwert der Brechungskoeffizienten dem von Scheel gefundenen fast gleich.

Dispersion von Helium.

a) Bestimmung gegen das Vakuum.

Versuchsreihe	$\lambda = \frac{0,579}{0,576}\ \mu$	$\lambda = 0,5461\ \mu$	$\lambda = 0,4359\ \mu$
I	1,000 034 379	1,000 034 533	1,000 035 399
II	1,000 034 394	1,000 034 523	1,000 035 341
Mittel	1,000 034 387	1,000 034 528	1,000 035 335

[1]) Ketteler, Pogg. Ann. 24, 390—406, 1865.

b) Bestimmung gegen H.

Versuchsreihe	$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}\mu$	$\lambda = 0{,}5461\,\mu$	$\lambda = 0{,}4359\,\mu$
I	1,000 034 388	1,000 034 526	1,000 035 321
II	1,000 034 373	1,000 034 518	1,000 035 340
Mittel	1,000 034 380	1,000 034 522	1,000 035 330

Gesamtmittel aus a) und b):

λ in μ	n_0
$\left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}$	1,000 034 384
0,5461	1,000 034 525
0,4359	1,000 035 335

Halle a. S., Physikalisches Institut, 26. Februar 1908.

Anodenstrahlen;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

Fünfte Mitteilung.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 85.)

§ 24 [1]). Unsere bisherigen Untersuchungen hatten u. a. ergeben, daß intensive Anodenstrahlen an Salzanoden entstehen, die als hauptsächlichsten Bestandteil Halogenverbindungen einzelner Metalle enthalten. In erster Linie erwiesen sich die Jodide als wirksam. Wir hatten geglaubt, diese Tatsache auf die geringe Schmelz- und Verdampfungstemperatur der Jodide, z. B. von Lithium- und Natriumjodid, zurückführen zu können. Wie sich jetzt aber herausgestellt hat, ist mit dieser Erklärung die Sache keineswegs erschöpft, sondern es spielen hier noch andere Vorgänge eine Rolle, deren Studium den Gegenstand vorliegender Mitteilung bildet.

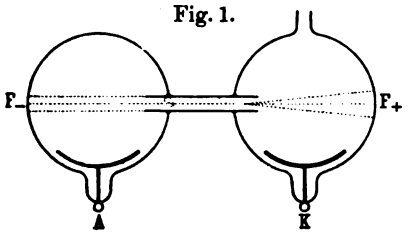
Wir beobachteten gelegentlich, daß in einer mehrere wirksame Salzstangen enthaltenden Röhre auch von einer Anode, auf der sich gar kein Salz befand, intensive Strahlen ausgingen. Diese Anode bestand einfach aus einem Kupferdraht von 2 mm Dicke, der von einer oben offenen Glasröhre von 6 mm lichter Weite umgeben war und innerhalb der Röhre etwa 1,5 cm vor der Mündung endigte. Dem Augenschein nach rührte dieser Anodenstrahl nicht her von Spuren von Salz, welches von den benachbarten Salzstangen in der Röhre nach dem Kupferdraht hindestilliert war. Denn einmal setzte der Strahl nicht unmittelbar am Kupferdraht an, er hatte vielmehr seinen Ursprung in der Achse der ihn umgebenden Glasröhre, ferner aber unterschied er sich wesentlich von den sonst erzielten Anodenstrahlen durch seine auffällige

[1]) Die Nummern der Paragraphen schließen sich an unsere früheren Mitteilungen über Anodenstrahlen an; vgl. Verh. D. Phys. Ges. 8, 559—566, 1906; 9, 76—83, 200—204, 373—379, 1907.

Farbe, die weder aus dem Lithium-, noch dem Natriumspektrum bestand, sondern der Hauptsache nach Wasserstofflinien enthielt.

Bei anderer Gelegenheit [1]) hatten wir gefunden, daß positive Strahlen im sogenannten „positiven Licht“ bei hohem Vakuum und großer Stromstärke entstehen, die man als „Striktionsanodenstrahlen“ bezeichnen kann. Wir konstruierten nunmehr, um die Bedingungen für das Zustandekommen derartiger Strahlen zu studieren, folgende Röhre (Fig. 1): A und K sind zwei Aluminiumbleche, die als Elektroden dienen und sich in Glaskugeln von 10 cm Durchmesser befinden. Beide Kugeln sind durch eine Glasröhre von 8 cm Länge und 7 mm lichter Weite, wie Fig. 1 zeigt, miteinander verbunden; die in die Kugeln hineinragenden Enden derselben haben eine Länge von etwa 2 cm.

Fig. 1.



Als diese Röhre evakuiert und der Strom einer 30plattigen Influenzmaschine hindurchgeschickt wurde, fand sich, sowohl mit Luft, wie mit Wasserstoffüllung, daß außer dem an der Kathode entspringenden Kathodenstrahl noch ein „Striktionskathodenstrahl“ vorhanden war, der in der Verbindungsröhre beider Kugeln entsprang. Dies ist eine wohl bekannte Tatsache [2]). War etwa K Kathode, A Anode, so erzeugte dieser Striktionskathodenstrahl bei F_- einen grünen Phosphoreszenzfleck auf der Glaswand. Von irgendwelchen positiven Strahlen dagegen fand sich nichts, so sehr auch das Vakuum variiert wurde. Kühlen eines Rohransatzes mit flüssiger Luft, welche die Kondensation von Quecksilber und sonstigen Dämpfen bewirkte, änderte daran auch nichts; positive Strahlen wurden nicht sichtbar [3]).

Als darauf aber eine Spur Jod in Form eines kleinen Bröckchens von etwa 1 mm³ in die Röhre gebracht und diese von neuem

---

[1]) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verh. D. Phys. Ges. 9, 593 bis 597, 1907.

[2]) E. Goldstein, Wied. Ann. 12, 104 ff. und 249 ff., 1881.

[3]) Auch Herr R. Reiger hat positive Striktionsstrahlen nicht finden können. Vgl. Sitzungsber. d. Physikal. Medizin. Soc. in Erlangen 37, 1 bis 130, 1905.

evakuiert wurde, traten positive Striktionsstrahlen auf, und zwar am stärksten, als die Röhre mit Wasserstoff oder Leuchtgas gefüllt wurde: nunmehr entsprach dem grünen Fluoreszenzfleck F_- der Kathodenstrahlen ein gelber Fluoreszenzfleck F_+ der Anodenstrahlen, welcher von einem spitzkegelförmigen, rosaroten Anodenstrahl erzeugt wurde. Das Spektrum des Anodenstrahles zeigte helle Wasserstofflinien; der durch den Anodenstrahl hervorgerufene Fluoreszenzfleck F_+ zeigte die D-Linien.

Dieser Versuch macht deutlich, daß die Entstehung von Striktionsanodenstrahlen in Wasserstoff durch die Anwesenheit von etwas Joddampf in hohem Maße begünstigt wird.

Es mag noch bemerkt werden, daß ein mit der Hand genäherter Magnet den Striktionskathodenstrahl stark beeinflußte und den Fluoreszenzfleck F_- zur Seite bog, während ein direkter Einfluß des Magneten auf den Striktionsanodenstrahl und den Fluoreszenzfleck F_+ nicht zu konstatieren war.

§ 25. Es wurde nunmehr untersucht, ob außer dem Jod auch andere Halogene imstande sind, die Erzeugung von Striktionsanodenstrahlen zu begünstigen. In der Tat ist dies der Fall. Wir konnten außer mit Jod noch mit Dämpfen von Brom, Bromwasserstoff, Chlorwasserstoff und Jodwasserstoff positive Striktionsstrahlen herstellen. Am besten gelangen uns diese indessen stets mit Hilfe von etwas Jod, wenn die Röhre mit Wasserstoff gefüllt worden war.

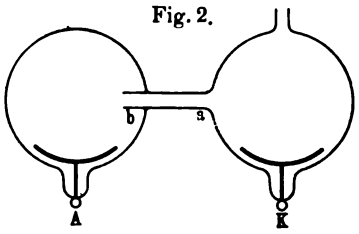
Ferner untersuchten wir, ob auch andere Gase als Wasserstoff imstande sind, mit Jod Striktionsanodenstrahlen zu ergeben. Wir untersuchten Stickstoff, Sauerstoff und Helium. In Stickstoff gelang es uns nicht, die Striktionsanodenstrahlen zu erzeugen, wohl aber in Sauerstoff und Helium. Der Sauerstoffstriktionsstrahl hatte eine graue Farbe, der Heliumstrahl eine rötlich-grünliche Farbe, die an verschiedenen Stellen des Strahles ziemlich stark zwischen mehr grünlichen und mehr rötlichen Tönen variierte. Es hat den Anschein, als wenn die Farbe des Anodenstrahles bzw. die Intensität der verschiedenen, von ihm emittierten Spektrallinien eine Funktion der Geschwindigkeit der bewegten Teilchen ist; beim Helium scheint die grüne Linie hauptsächlich den langsamen, die gelben und roten Linien hauptsächlich den schnellen Strahlen eigen zu sein. Reines Helium und

reiner Sauerstoff — ohne Jodzusatz — zeigten keine Striktionsanodenstrahlen.

Die Regulierung des Dampfdruckes des Jods bei diesen Versuchen geschah dadurch, daß ein mit der Versuchsröhre Fig. 1 kommunizierender Rohransatz, welcher Jod enthielt, von außen mit fester Kohlensäure oder flüssiger Luft gekühlt wurde. Diese Methode erwies sich als praktisch, da der zur Erzielung gut ausgebildeter Anodenstrahlen nötige Partialdruck des Jods wesentlich geringer ist als der Dampfdruck, den das Jod bei Zimmertemperatur hat. Man konnte so, wenn die Röhre Striktionsstrahlen im Zustande des Optimums zeigte, auch durch Abschmelzen von der Pumpe und dem genannten Jodreservoir Röhren erhalten, welche dauernd die beschriebenen positiven Striktionsstrahlen ergaben. Wenigstens zeigte eine so hergestellte Helium- und mehrere Wasserstoffröhren noch nach Tagen und Wochen die Erscheinungen in unverändertem Maßstabe; in Sauerstoff verschwanden die Striktionsstrahlen nach kurzer Zeit, augenscheinlich weil derselbe von den Elektroden absorbiert wurde.

Um zu untersuchen, ob die spezielle Form der Röhre auf die Entstehung von positiven Striktionsstrahlen von Einfluß ist, wurden verschiedene Röhren benutzt. Es zeigte sich, daß eine Verengung der beide Kugelröhren (Fig. 1) verbindenden Röhre von 8 auf 3 mm lichte Weite bei der angewandten Stromquelle (30 plattige Influenzmaschine) nur geringe Unterschiede der Erscheinungen ergab. Wohl aber konnte ein merklicher Einfluß des in die Kugeln hineinragenden Rohrendes konstatiert werden: war dasselbe zu kurz, so wurde die Entstehung des positiven Striktionsstrahles beeinträchtigt. Eine Röhre von der in Fig. 2 dargestellten Form machte dies besonders deutlich. Dieselbe unterscheidet sich von der in Fig. 1 wiedergegebenen dadurch, daß die Verbindungsröhre an die Kugel *K* keinen hineinragenden Fortsatz hat, sondern bei *a* direkt angeschmolzen ist. Der aus dieser Striktionsanode *a* austretende Anodenstrahl war sehr viel schwächer als der positive Striktionsstrahl, welchen man aus *b* erhält, d. h. wenn

Fig. 2.

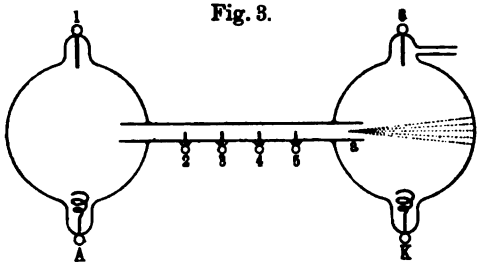


man A zur Kathode, K zur Anode macht. — Auch ein Einfluß der Größe der Kugelräume, in die sich die Striktionsanodenstrahlen ergießen, konnte festgestellt werden. So zeigten Kugeln von 12 cm und 8 cm Durchmesser, wie wir sie meist anwandten, die Erscheinungen sehr schön, dagegen gelang es uns nicht, in Kugeln von 3,5 cm Durchmesser gut ausgebildete, positive Striktionsstrahlen zu leiten.

Die Natur der Gefäßwand scheint für die Ausbildung von Striktionsanodenstrahlen von nur geringem Einfluß zu sein. Wenigstens erhielten wir in einer nach Fig. 1 hergestellten Röhre, in der das beide Kugeln verbindende Rohr aus Quarz bestand, gleichfalls intensive positive Strahlen. Das als Striktionsanode dienende Ende der Quarzröhre fluoreszierte hierbei im hohen Vakuum mit hellblauer Farbe; im niederen Vakuum fluoreszierte die ganze Quarzröhre violett.

§ 26. In § 21 und 22 hatten wir an Anodenstrahlen, die von Lithium-, Natrium- und Strontiumanoden ausgingen, Werte des Anodenfalles von mehreren Tausend Volt gemessen. Es

Fig. 3.



fragte sich, ob dementsprechend auch bei den in § 24 und 25 beschriebenen Striktionsanodenstrahlen ein extrem hoher Wert des Potentialgradienten auftrat. Zur Untersuchung dieser Frage dienten Röhren von der in Fig. 3 dargestellten Gestalt; 1, 2, 3, 4, 5, 6 sind kleine Platinsonden, zwischen denen die Potentialdifferenz mittels Braunschen Elektrometers gemessen werden konnte.

Diese Messungen ergaben in der Tat, daß die Striktionsanode durch einen bedeutenden Potentialgradienten ausgezeichnet ist. Wenn z. B. K Kathode, A Anode der 30plattigen Influenzmaschine war, so daß ein Bündel heller Striktionsanodenstrahlen (in Fig. 3

von a nach rechts hin) entstand, während die Striktionskathodenstrahlen nach der entgegengesetzten Seite (in Fig. 3 nach links) sich bewegten, so betrug bei einer Gesamtpotentialdifferenz zwischen A und K von 3200 Volt die Potentialdifferenz zwischen den Sonden 6 und 5, d. h. der Striktionsanodenfall 1500 Volt. Von den verbleibenden 1700 Volt entfielen 770 Volt auf den Fall zwischen 6 und K, also den Kathodenfall, 400 Volt auf den Fall zwischen 1 und A, also den Anodenfall; der Gradient an den Stellen der Röhre außerhalb der Striktionsanode (z. B. zwischen 2 und 5) rechnete nur nach wenigen Volt pro Centimeter; ein besonders ausgezeichneter „Striktionskathodenfall" war nicht nachweisbar. Dieser Befund ist im Einklang mit den Messungen von R. Reiger[1]) in Röhren, die kein Jod enthielten.

Es zeigt sich somit, daß in der Tat mit dem Auftreten der durch Joddampf erzeugten Striktionsanodenstrahlen in ähnlicher Weise wie auf dem der direkten Anodenstrahlen ein Gebiet hohen Potentialgefälles parallel geht; vermutlich gibt dieses Gebiet hohen Potentialgefälles die Ursache für die Entstehung der Anodenstrahlen ab. Der Genauigkeit obiger Zahlen kann aber nur ein geringer Wert beigelegt werden, wie aus § 28 ersichtlich werden wird.

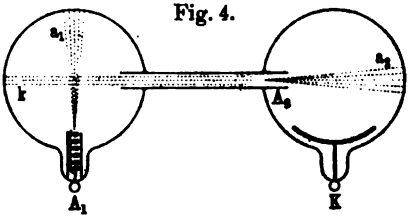
§ 27. Der in § 26 angegebene hohe Wert des Anodenfalles von 400 Volt an einer gewöhnlichen Aluminiumanode in Wasserstoff mit etwas Jod lenkt die Aufmerksamkeit wieder auf die Vorgänge an der Anode selbst hin. In der Tat beobachtet man unter den hier gewählten Versuchsbedingungen äußerst auffällige Erscheinungen. Zunächst springt schon im niederen Vakuum, wenn noch gar keine strahlartigen Erscheinungen zu sehen sind, die abnorme Ausbildung des anodischen Glimmlichtes und dann im fortschreitenden Vakuum des anodischen Dunkelraumes ins Auge. Dieser anodische Dunkelraum erreicht hier weit größere Dicken, als diejenigen, welche der eine von uns[2]) früher in jodfreien Gasen beobachtet und beschrieben hat; wir haben gelegentlich Dicken des anodischen Dunkelraumes von mehreren Centimeter beobachtet. Aber außerdem erhält man sogar von einer

[1]) R. Reiger, l. c., S. 45, 48, 59.
[2]) E. Gehrcke, Verh. D. Phys. Ges. 7, 65, 1905.

gewöhnlichen Aluminiumanode bei Anwesenheit von Joddampf direkte Anodenstrahlen. Wir fanden dies zuerst an der in Fig. 3 dargestellten Röhre und bemerkten einen deutlichen, wenn auch lichtschwachen Anodenstrahl von etwa 10 cm Länge, der von der Anode A ausging. An Röhren mit Aluminiumanoden von geringerer Oberfläche werden diese Strahlen sehr lichtstark; z. B. zeigte eine nach Fig. 4 konstruierte Röhre, die als Anode einen zu einer Spirale von 4 mm Durchmesser aufgewickelten, außen von einer Glasröhre umgebenen Aluminiumdraht enthielt, einen intensiven Anodenstrahl a_1 von der Anode A_1, einen Striktionsanodenstrahl a_2 von der Striktionsanode A_2 und einen Striktionskathodenstrahl k; ein direkter Kathodenstrahl war bei der angewandten, sehr großen Kathode K nicht sichtbar.

Bemerkenswert ist noch, daß im allgemeinen einer wirksamen Anode, sei dies nun eine Striktionsanode, eine Salzanode oder eine einfache Metallanode, ein glimmlichtartiges Lichtgebilde vorgelagert ist, das man mit einer sogenannten „positiven Schicht" vergleichen kann. Die Anodenstrahlen durchbrechen die meist tellerartige Schicht, so daß diese bei geringem Vakuum, wo die Anodenstrahlen nur einen kurzen Weg zurücklegen, den Anblick eines Helms darbietet.

Fig. 4.



Ferner mag noch bei dieser Gelegenheit hervorgehoben werden, daß auch die Kathodenerscheinung in einer Röhre, welche neben einem Gas, wie etwa Wasserstoff, etwas Joddampf enthält, Besonderes zeigt, insofern, als sie von einem doppelten negativen Glimmlicht umgeben ist: einem gelblichen, scharf begrenzten, augenscheinlich dem Jod angehörenden Glimmlicht und einem bläulichen, diffusen, das dem gewöhnlichen Wasserstoffglimmlicht gleicht und einen etwa doppelt so großen CROOKESschen Dunkelraum hat, wie das genannte gelbliche Glimmlicht. Eine dieser Erscheinung sehr ähnliche hat bereits E. WARBURG [1]) in einem Gemisch aus Wasserstoff und Quecksilberdampf beobachtet; WARBURG fand ebenfalls ein doppeltes negatives Glimmlicht, doch

[1]) E. WARBURG, Wied. Ann. 31, 575—578, 1897.

war das dem Wasserstoff angehörige Glimmlicht das der Kathode nähere und wurde von dem dem Quecksilber angehörenden grünen Glimmlicht umgeben.

§ 28. Die mit 30 plattiger Influenzmaschine erzeugten Entladungen in den oben beschriebenen Röhren erwiesen sich als zeitlich diskontinuierlich [1]). Die Diskontinuität konnte sowohl im Leuchten der beide Kugeln verbindenden Röhre als auch im Striktionsanodenstrahl selbst mit rotierendem Spiegel nachgewiesen werden. Auch in den Zuleitungen von der Influenzmaschine bestanden diese Pulsationen des Stromes, wie eine eingeschaltete Glimmlichtoszillographenröhre [2]) und ein Telephon anzeigten. Die Frequenz und Form der Pulsationen scheinen von der Stromstärke und der Konstruktion der Röhre abzuhängen. Unsere früheren an Salzanoden erzeugten Anodenstrahlen ließen derartige Pulsationen nur dann erkennen, wenn in der Strombahn ein schlechter Kontakt (z. B. in der Salzstange) lag. Wir wollen indes nicht bestreiten, daß ohne derartige Kontaktfehler unter Umständen eine Inkonstanz des Stromes auch bei Salzanoden eintreten kann, ebensowenig wollen wir behaupten, daß diese Inkonstanz des Stromes notwendig mit dem Auftreten von Striktionsanodenstrahlen verbunden ist. Jedoch wurden bei unseren bisherigen Versuchen stets die Striktionsanodenstrahlen von pulsierendem Gleichstrom erzeugt, während die direkten, von Salzanoden stammenden Strahlen in den meisten Fällen kontinuierlich waren oder wenigstens in nicht nachweisbarem Maße vom kontinuierlichen Verlauf abwichen.

§ 29. Im Zusammenhang hiermit steht wohl die Tatsache, daß erfahrungsgemäß alle Versuche an Anodenstrahlen besser gelingen, wenn man Gleichstrom, z. B. den von einer Influenzmaschine gelieferten Strom anwendet. Mit Wechselstrom oder mit Induktor pflegen die Versuche weniger gut zu gehen. So konnten wir z. B. in einer Röhre, die, mit 30 plattiger Influenzmaschine betrieben, intensive Striktionsanodenstrahlen zeigte, überhaupt keine Strahlen dieser Art bei Einschaltung einer kleinen Funkenstrecke oder bei Betrieb mit Induktor erhalten; die Intensität der durch In-

[1]) Vgl. auch R. Reiger, l. c.

[2]) E. Gehrcke, Verh. D. Phys. Ges. 6, 176, 1904. ZS. f. Instrkde. 25, 33 und 278, 1905.

duktor erzeugten Entladungen war hierbei teils größer, teils kleiner als mit Influenzmaschine. Auf eine Erklärung dieser Erscheinungen wollen wir nicht näher eingehen. Es mag bei dieser Gelegenheit noch der Versuche gedacht werden, welche EBERT und WIEDEMANN[1]) und HIMSTEDT[2]) in verdünnten Gasen mit schnellen Schwingungen angestellt haben. Die genannten Forscher fanden, daß bei schnellen Schwingungen nur die an der Kathode auftretenden Erscheinungen, welche man auch mit langsamen Wechseln oder mit Gleichstrom erhält, vorhanden sind, während alles positive Licht fehlt. Diese Tatsache dürfte bei einer Erklärung der von uns oben beschriebenen Erscheinungen ebenfalls in Rechnung zu ziehen sein.

§ 30. Die aus allen unseren Versuchen mit Anodenstrahlen hervorgetretene Parallelität der Erscheinungen an der Anode mit denen an der Kathode erhält dadurch eine Ergänzung, daß die Anode in ähnlicher Weise wie die Kathode unter geeigneten Versuchsbedingungen zerstäubt. Eine solche anodische Zerstäubung beobachtete bereits HITTORF[3]). Wir haben gleichfalls eine starke anodische Zerstäubung bei Zuhilfenahme einer Hochspannungsbatterie als Stromquelle erhalten. In einer hochevakuierten Röhre befand sich als Anode ein kleiner, nahezu vollständig von Glas umgebener Kohlestab. Beim Stromdurchgang erhitzte sich das Glas, so daß ein Teil des Stromes direkt von der Oberfläche des den Kohlestab umgebenden Glasrohres in das Gas übertrat. Hierbei gingen scharfe, sehr helle, gelbgefärbte Anodenstrahlen von der Anode aus, die intensiv mit D-Licht leuchteten. Wo die Strahlen die Wand des Entladungsgefäßes trafen, setzte sich nach kurzer Zeit ein metallisch glänzender Spiegel ab, der im durchfallenden Licht (in dünner Schicht) violett gefärbt erschien. Beim Einlassen von nichtgetrockneter Luft in die von der Stromquelle abgenommene Röhre verschwand der auf der Glaswand haftende Metallspiegel augenblicklich; er hatte also offenkundig aus metallischem Natrium bestanden.

[1]) H. EBERT und E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 50, 1, 221, 1893.
[2]) F. HIMSTEDT, Wied. Ann. 52, 473, 1894.
[3]) W. HITTORF, Pogg. Ann. 136, 210, 1869; vgl. auch F. WÄCHTER, Wied. Ann. 17, 903, 1882.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Das Reflexionsvermögen des Wassers[1]*;*
von H. Rubens und Erich Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 115.)

Die dicht hinter dem roten Ende des sichtbaren Spektrums beginnende starke Absorption des Wassers erschwert die Untersuchung der Dispersion dieses Körpers in Gebieten großer Wellenlänge. Bei der Feststellung des Reflexionsvermögens des Wassers ist man dagegen von dieser Schwierigkeit frei und dennoch in der Lage, die Stellen anomaler Dispersion zu finden. Wir haben deshalb das Reflexionsvermögen des Wassers einer genauen Prüfung unterzogen.

Zunächst haben wir versucht, Reststrahlen von Wasser zu erhalten, indem wir die Strahlung eines Auerbrenners wiederholt zwischen einer Wasseroberfläche und einem Silberspiegel hin und her reflektieren ließen. Wir erhielten auf diese Weise eine Reststrahlung, welche bedeutend stärker von Platten aus Quarz, Flußspat und Steinsalz absorbiert wurde als die ursprüngliche Strahlung. Und zwar war die Absorption stärker nach viermaliger als nach dreimaliger Reflexion an Wasserflächen. Aber vollkommen wurden die Strahlen auch nach vierfacher Reflexion nicht absorbiert.

Da wir aus diesen Versuchen keine definitiven Schlüsse über das Vorhandensein und die Lage der Gebiete anomaler Reflexion ziehen konnten, haben wir das Reflexionsvermögen des Wassers einer systematischen Untersuchung im Spektralgebiet von 1 μ bis 21 μ unterworfen. Das Reflexionsvermögen der Wasseroberfläche wurde dabei mit dem eines vorderseitig versilberten Glasspiegels verglichen. In den verschiedenen Spektralgebieten wurden entsprechend ihren Durchlässigkeiten Prismen aus Fluorit, Steinsalz und Sylvin verwendet. — Wir erhielten an vielen Stellen anomale Reflexion; so beträgt bei nahezu senkrechter Inzidenz das Reflexionsvermögen bei 19,5 μ etwa 8 Proz. Die drei Stellen stärkster Reflexion bei den Wellenlängen 3,2, 6,3 und 19,5 μ

[1]) Ausführlicher Bericht sh. Berl. Ber. 20. Februar 1908.

fallen sehr angenähert mit den Stellen stärkster Absorption in Wasser und Wasserdampf zusammen, doch sind sie um einige Zehntel μ nach längeren Wellen gegen die letzteren verschoben; dieses ist zu erwarten, da der Brechungsexponent auf der kurzwelligen Seite des Absorptionsstreifens kleiner ist als auf der langwelligen.

Außerdem haben wir noch das Reflexionsvermögen des Wassers für Reststrahlen von Flußspat und Steinsalz gemessen und entsprechend der starken Absorption und besonders der großen Wellenlänge höhere Werte für das Reflexionsvermögen (7 Proz. bzw. 10,6 Proz.) erhalten, als im Gebiet kurzer Wellen.

Da die Dielektrizitätskonstante des Wassers so sehr viel größer ist, als das Quadrat des optischen Brechungsexponenten, und da ferner auch für die kürzeren Hertzschen Wellen von 4 mm Länge diese hohe Dielektrizitätskonstante festgestellt worden ist, so muß das Wasser zwischen dem sichtbaren Spektrum und der Wellenlänge von 4 mm sehr starke anomale Dispersion besitzen. Man hat nun versucht, aus dem Gang der Dispersion im kurzwelligen Spektrum und unter der Annahme des Vorhandenseins einer einzigen Stelle anomaler Dispersion diese Stelle zu berechnen. Aus unseren Versuchen folgt aber, daß für Wasser diese Berechnung nicht angestellt werden darf, und daß der Gang der Dispersion in dem an das sichtbare Spektrum angrenzenden Gebiet vorwiegend durch die Anwesenheit des Streifens bei 3,2 μ bedingt ist. Die entschieden vorhandene Stelle starker anomaler Dispersion liegt demnach zwischen dem Ende des uns zugänglichen ultraroten Spektrums und dem Gebiet elektrischer Wellen.

Wir haben unsere Untersuchungen dann auf Alkohol ausgedehnt und ähnliche, wenn auch nicht so ausgesprochene Verhältnisse wie beim Wasser gefunden. Die Reststrahlung des Alkohols zeigt denselben Charakter, wie die des Wassers, wenn auch in geringerem Grade, und im Spektralgebiet von 1 μ bis 19 μ finden sich auch hier mehrere Stellen anomaler Reflexion, die ebenfalls mit den Gebieten maximaler Absorption in Alkohol in Zusammenhang gebracht werden können.

Berlin, Physikalisches Institut, Februar 1908.

Pilotbeobachtungen für meteorologische Zwecke;

von R. Börnstein.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 115.)

Die Untersuchung der in der Höhe stattfindenden Luftströmungen durch das Fliegenlassen kleiner Luftballons, sog. Piloten, und die Verfolgung ihrer Flugbahn mittels eines am Aufstiegsort befindlichen Theodoliten wurde bereits 1893 von KREMSER vorgeschlagen und ist seitdem mehrfach ausgeführt worden. Es erschien daher nicht aussichtslos, auch in Berlin das Verfahren zu erproben und vielleicht seine Anwendung für Zwecke des öffentlichen Wetterdienstes anzubahnen. Denn gerade diejenigen Wetterlagen, deren rechtzeitiges Erkennen die größte praktische Bedeutung hat, nämlich die sich vorbereitenden Witterungsumschläge, dürften durch Pilotbeobachtungen eher als auf andere Art der Wahrnehmung zugänglich werden.

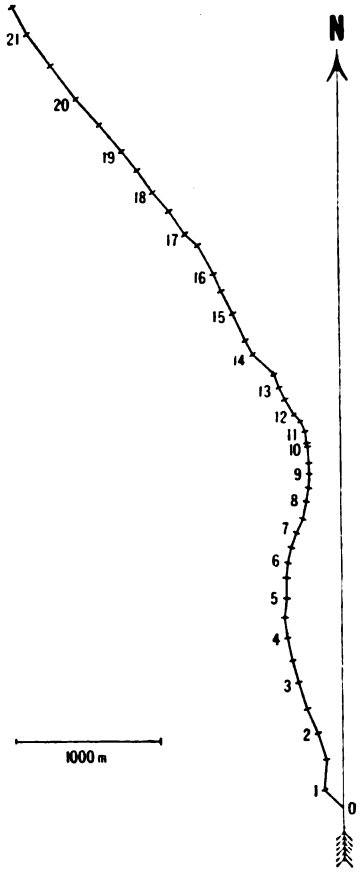
Es gelangten Gummiballons zur Anwendung, welche von der bekannten Firma A. PATUREL (Paris XX, Rue d'Avron 123 bis 125) geliefert waren; solche von roter Farbe schienen wegen besserer Sichtbarkeit den Vorzug vor anders gefärbten zu verdienen. Bei den unten mitgeteilten Beobachtungen wurden Ballons benutzt, die mit Wasserstoff gefüllt einen Durchmesser von etwa 60 cm hatten und bei einem Auftrieb von 70 g eine Steigegeschwindigkeit von etwa 174 m in der Minute erlangten. Die Anwendung etwas größerer Ballons steht in Aussicht.

Für die Beobachtung diente ein Theodolit, geliefert von BERNH. BUNGE in Berlin (SO 26, Oranienstraße 20) mit Diopter für grobe Einstellung und gebrochenem Fernrohr, dessen Okular in stets gleicher Höhe und in horizontaler Richtung verbleibt. Das Gesichtsfeld ist 2^0 groß, die lineare Vergrößerung 17fach. Ein Beobachter richtet das Fernrohr auf den Ballon und erhält ihn im Fadenkreuz, indem er durch zwei Schrauben dauernd dem Objektiv die jeweils erforderliche Höhenrichtung und dem ganzen Fernrohr die Seitenrichtung erteilt. Ein zweiter und dritter

Beobachter lesen zu gleichen Zeitpunkten den Höhen- und Seitenkreis ab, wofür einer von ihnen im Abstand von je einer halben Minute die Zeichen gibt. Soll aus diesen durch die Tätigkeit dreier Beobachter gewonnenen Aufzeichnungen der Weg des Ballons hergeleitet werden, so bedarf man dazu noch der Annahme gleichbleibender Steigegeschwindigkeit. Tatsächlich gelangt der Ballon beim Aufsteigen in dünnere Luft, wird aber selbst dabei größer, so daß der zu überwindende Widerstand durch den ersteren Umstand abnimmt, durch den letzteren wächst. Man könnte sich von der immerhin ungenauen Annahme unveränderlicher Vertikalgeschwindigkeit befreien, wenn es gelänge, entweder den Ballon gleichzeitig von zwei Stellen aus zu beobachten, was anderwärts (z. B. in Straßburg) bereits mit Erfolg geschehen ist, oder durch ein Mikrometer die jeweilige Entfernung aus der scheinbaren Größe zu ermitteln, wobei freilich die Änderungen der wirklichen Größe zu berücksichtigen wären.

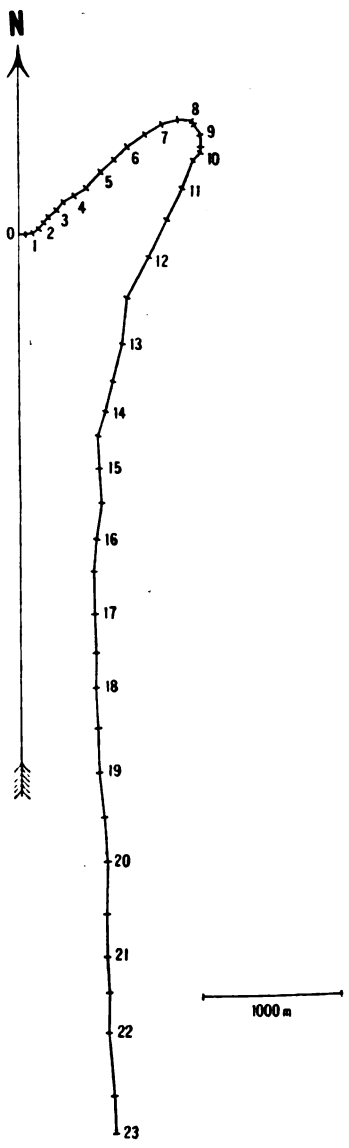
Die beistehenden Zeichnungen geben die auf die Horizontalebene projizierte Flugbahn der Ballons wieder, welche vom Dache der Landwirtschaftlichen Hochschule aus losgelassen und beobachtet wurden; die neben den Kurven stehenden Ziffern bedeuten Minuten der Flugdauer. Schon die oberflächliche Betrachtung läßt die verschiedenen Krümmungsrichtungen der Bahnen erkennen und führt auf deren wichtige meteorologische Bedeutung. Wird ein atmosphärisches Druckzentrum (Hoch- oder Tiefdruckgebiet) von dem herrschenden Winde fortbewegt, so folgen für den einzelnen Beobachter die Windrichtungen derartig aufeinander, daß eine Rechts- oder Linksdrehung (mit dem Uhrzeiger oder gegen ihn) eintritt, je nachdem der Beobachtungsort auf der rechten oder linken Seite des vom Druckzentrum eingeschlagenen Weges liegt. Weil aber der Wind in der Höhe stärker zu wehen pflegt, als in den unteren, der Bodenreibung ausgesetzten Luftschichten, so eilt der obere Teil des Druckzentrums voraus, und es treten die einzelnen Windrichtungen oben früher ein als unten. Der aufsteigende Pilot findet demnach in der Höhe bereits diejenigen Winde vor, welche später erst am Boden zur Wahrnehmung kommen, und wenn die auf den Boden projizierte Ballonbahn nach rechts (oder nach links) gekrümmt ist, so geht daraus hervor, daß der Aufstiegsort sich auf der rechten (oder auf der linken)

Fig. 1.



Pilot am 9. November 1907.

Fig. 2.



Pilot am 1. Dezember 1907.

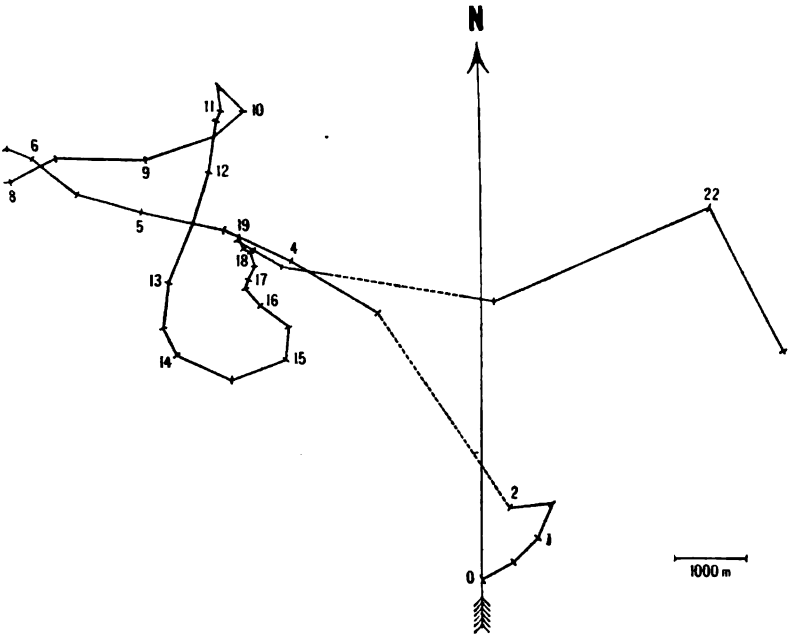
Seite des Weges befindet, auf welchem das Druckzentrum fortgeweht wird. Ein Beispiel für derartige Beziehungen bietet die in der Zeichnung wiedergegebene Pilotbahn vom 9. November 1907. Während der vorausgehenden Wochen herrschte in Berlin und Umgegend schönes Herbstwetter; ein Hochdruckgebiet bedeckte das Gebiet und zeigte am Morgen des 7. November einen in Südosteuropa liegenden Kern von über 775 mm Druck, während ein Streifen von über 765 mm sich von Rußland bis über die britischen Inseln erstreckte. Ein kleiner Ausläufer hohen Druckes ging auch aus dem südöstlichen Hoch nach Westen bis gegen Südfrankreich hin und bedeckte das Alpengebiet noch am Morgen des 9. Novbr., während ein Tief von Spanien langsam nordwärts zog. Alle diese Bewegungen ließen Berlin rechts, und hiermit in Übereinstimmung flogen die am 6., 7. und 8. November beobachteten Ballons mit Rechtsdrehung. Dann aber zog ein Tiefdruckgebiet von Island her südwärts und vereinigte sich mit dem von Spanien kommenden Tief; zugleich verschwand der über den Alpen lagernde Ausläufer hohen Druckes wieder nach Osten hin, und weil bei diesen Ortsveränderungen der Druckzentra Berlin links vom Wege lag, können wir es verstehen, daß die Pilotbahn vom 9. November nur bis etwa 1300 m Höhe nach rechts, von da ab aber deutlich nach links gekrümmt ist. Daß diese Vorgänge die Einleitung für einen Wetterumschlag bildeten, zeigte sich, als am Abend des 11. November südlich von Berlin der Regen begann und nun eine bis in den Dezember hinein dauernde Zeit trüben, unruhigen und niederschlagsreichen Wetters folgte.

Eine andere Art der Deutung scheint die Pilotbahn zu verlangen, welche am 1. Dezember 1907 beobachtet wurde und hier ebenfalls mitgeteilt ist. Wir sehen den Flug, welcher bei Westwind begann, rasch umbiegen; er zeigt nahe über dem Boden Südwestwind, der dann in etwa 1400 m Höhe in West- und bald darauf in Nordwind übergeht, worauf von etwa 1700 bis 2500 m Nordnordost und dann bis über 4000 m hinauf wieder Nordwind folgt. An jenem Tage befand sich Berlin in einem Hochdruckgebiet nahe am nördlichen Rande eines von der 775 mm-Isobare umschlossenen und bis etwa Belgrad reichenden Streifens. Verfolgt man diese Isobare von Berlin aus westwärts, so führt sie zunächst nach West und Südwest; die Beobachtungen von Magde-

burg, Hannover und Kassel machen es wahrscheinlich, daß alsdann eine Ausbiegung der Isobare gegen Norden und hiernach erst deren nach Süd gerichtete Fortsetzung folgt. Mit Rücksicht darauf, daß der Wind nahezu in der Isobarenrichtung weht und den hohen Druck zu seiner rechten Seite hat, kann man also freilich sagen, daß westlich vom Beobachtungsorte die Winde am Boden in der gleichen Richtung und Reihenfolge wehten, wie sie in der Höhe durch den Piloten angezeigt wurden. Aber dennoch kann hier nicht, wie im vorigen Falle, ein vom herrschenden Winde fortbewegtes Druckzentrum angenommen werden, denn weder traten die in der Höhe beobachteten Windrichtungen später am Boden auf, noch zog das Hochdruckgebiet von West nach Ost, wie es doch hätte sein müssen, wenn die oberen Winde in der Zugrichtung gegen die unteren Schichten vorausgeeilt wären. Vielmehr drehte der zur Zeit der Beobachtung (12 Uhr mittags) herrschende Westwind nur vorübergehend nach Südwest, und dann setzte um etwa 5 Uhr nachmittags Südostwind ein, der mit ganz geringen Schwankungen bis zum Abend des folgenden Tages anhielt, und das Hochdruckgebiet zog nicht nach Ost, sondern langsam nach Südost hin. Zum Verständnis der gesamten Einzelheiten scheint es erwünscht, auch die Temperaturverhältnisse jener Tage heranzuziehen. Am 30. November herrschte in Skandinavien und Nordrußland Kälte, welche im Binnenland — 5 bis — 10° erreichte, während das südliche Rußland und Mitteleuropa milderes Wetter (0 bis 5°) hatten. Am 1. Dezember, dem Tage der Beobachtung, wurde im Norden die Kälte etwas geringer, in Mitteleuropa dagegen trat Frost (bis — 4°) ein, und am folgenden Tage stieg im Norden die Temperatur noch weiter und wurde namentlich im Südosten auch die Kälte noch stärker. Schreibt man, was nach der Wetterlage und nach sonstigen Erfahrungen unbedenklich erscheint, die langsame Erwärmung des Nordostens den von der See her wehenden Winden und die Abkühlung der mitteleuropäischen Gegenden der durch klares Wetter geförderten Ausstrahlung zu, so wird damit das Verhalten des Hochdruckgebietes verständlich. Es war durch die Kälte bedingt und folgte dieser, nicht aber der wahrscheinlich nur schwachen Luftbewegung. Der in unseren Breiten so häufige Westwind mag auch an jenem Tage in der Höhe wirksam gewesen sein und den oberen Teil des

ochs gegen Ost hin verschoben haben, so daß wir oben die Winde fanden, die am Boden in westlicheren Gegenden herrschten. Aber wenn eine solche Einwirkung stattfand, war sie nicht stark genug, um das Hoch vom Orte seiner Entstehung fortzuführen, es haftete mit seinem Fuß an der kalten Gegend, die den hohen Druck erzeugt hatte, und schritt nachher mit dieser Kälte fort.

Fig. 3.



Pilot am 24. Januar 1908.

Endlich ist noch in der obenstehenden Zeichnung eine Pilotbahn mitgeteilt, deren Veröffentlichung durch ihre seltsame Form geboten scheint, obwohl ich sie nicht zu deuten vermag. Am 24. Januar 1908 befand sich Berlin in einem Hochdruckgebiet, dessen Kern (780 mm) südöstlich lag und sich etwa vom Böhmer Wald bis an den Dniepr erstreckte. Der Pilot konnte bis gegen 4000 m Höhe verfolgt werden und hatte bis dahin drei vollständige, nach links gerichtete Drehungen ausgeführt.

Die räumliche Kontrastwirkung der Farben; von F. Grünbaum.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar 1908.)
(Vgl. oben S. 115.)

Herr GRIMSEHL berichtete kürzlich[1]) über einen eigentümlichen stereoskopischen Effekt, der bei Betrachtung verschiedener farbiger Bilder durch Linsen entsteht. Mir ist eine ähnliche Raumwirkung kontrastierender Farben seit langem bekannt; jedoch besteht zwischen meinen Beobachtungen und denen des Herrn GRIMSEHL der grundlegende Unterschied, daß ich die Raumwirkung stets mit bloßem Auge gesehen habe. Da bei solchen subjektiven Wahrnehmungen das Urteil einer einzigen Person nicht entscheidend sein kann, habe ich eine größere Anzahl Personen darauf untersucht, ob und in welcher Weise die Raumwirkungen von ihnen wahrgenommen werden. Das Resultat war, wie schon jetzt bemerkt sei, daß alle die Wirkung mit bloßem Auge sahen, die meisten, ohne vorher darauf hingewiesen zu sein. Mehrere nahmen sie aus 3 bis 4 m Entfernung sogar besser wahr als aus der Nähe.

Zur Untersuchung diente eine Tafel aus schwarzem, glanzlosem Papier, auf der Figuren aus den Farben, die nach meinem Empfinden die stärkste Wirkung gaben, mit bunter Kreide aufgezeichnet waren. Diese Farben waren Rot, Gelb, Blau, Grün und Weiß. Die meisten Figuren enthielten in der Mitte einen kreisförmigen, farbigen Fleck (z. B. rot) von 12 bis 15 mm Durchmesser. Um diesen war ein schwarzer Ring von etwa 6 mm Breite freigelassen, dann folgte ein andersfarbiger Ring (z. B. grün) von 6 bis 8 mm Breite. Die Abmessungen waren nicht sehr genau eingehalten, da Vorversuche ergaben, daß sie für mich keinen Einfluß auf den Effekt hatten. Der kreisförmige Fleck stand auch mitunter nicht ganz genau in der Mitte, so daß der schwarze Zwischenraum an einzelnen Stellen breiter als an anderen

[1]) Phys. ZS. 9, 109, 1908.

war. Es schien, daß dadurch das Zustandekommen einer Raumvorstellung etwas erleichtert wurde; doch trat der Effekt auch bei genau konzentrischem Ring ein. Daß die etwas exzentrische Lage des inneren Kreises gar keinen Einfluß darauf hat, welcher von beiden, ob Kreis oder Ring, hervortritt, braucht kaum bemerkt zu werden.

Die Tafel enthielt zunächst vier Vertikalreihen mit je vier Figuren.

Reihe I	Reihe II	Reihe III	Reihe IV
. Grüner Fleck, roter Ring, um diesen nochmals grüner Ring (zur Hebung des Kontrastes).	5. Gelber Fleck, grüner Ring.	9. Gelber Fleck, roter Ring.	13. Weißer Fleck, blauer Ring.
. Roter Fleck, grüner Ring.	6. Weißer Fleck, grüner Ring.	10. Weißer Fleck, roter Ring.	14. Blauer Fleck, gelber Ring.
.*) Grüner Fleck, roter Ring.	7. Grüner Fleck, gelber Ring.	11. Roter Fleck, gelber Ring.	15. Blauer Fleck, weißer Ring.
. Grüner Fleck, roter Ring.	8. Grüner Fleck, weißer Ring.	12. Roter Fleck, weißer Ring.	16. Blauer Fleck, roter Ring.

Die mit *) bezeichnete Figur 3 war ziemlich abweichend von den anderen: Einmal war hier ein etwas helleres Grün verwandt, ferner hatte der grüne Fleck 35 mm Durchmesser und der schwarze Zwischenraum war nur 2 bis 3 mm breit. Gerade diese Unregelmäßigkeit zeitigte interessante Ergebnisse.

Diesen 16 Figuren folgten zwei einzelne:

Fig. 17: Grüner Fleck, weißer Ring.

Fig. 18: Grüner Fleck, blauer Ring.

Endlich folgten drei Figuren mit einem Fleck und zwei Ringen um ihn herum.

Fig. 19: Blauer Fleck, gelber Ring, darum noch roter Ring.

Fig. 20: Roter Fleck, fahlgelber Ring, blauer Ring.

Fig. 21: Blauer Fleck, weißer Ring, roter Ring.

Diese Tafel wurde zur Beobachtung in Augenhöhe auf einer schwarzen Wandtafel angeheftet.

Über-

Beobachter		L.	El.	Gu.	B.	Jr.	W.	Ka.	Kö.	M.
Selbständiges Bemerken des Effekts		ja	ja	—	nein	nein	ja	ja	nein	ja
	Fig.									
Vertikal-reihe I	1	rot	rot	rot kr.	rot schw.	nichts	grün kr.	rot m.	rot m.	rot kr.
	2	rot	rot	rot kr.	rot m.	rot schw.	grün kr.	rot kr.	rot schw.	rot schw.
	3	nichts	unsich.	unsich.	rot m.	nichts	grün kr.	rot schw.	rot m.	rot schw.
	4	rot	rot	rot kr.	rot kr.	nichts	grün kr.	rot kr.	rot kr.	rot kr.
Vertikal-reihe II	5	grün schw.	gelb schw.	gelb	gelb m.	nichts	gelb schw.	gelb schw.	grün m.	gelb schw.
	6	grün	weiß	weiß	weiß kr.	weiß schw.	weiß m.	unsich.	grün schw.	weiß m.
	7	gelb	gelb	gelb	gelb m.	nichts	grün schw.	gelb kr.	gelb m.	gelb m.
	8	weiß	weiß	weiß	weiß kr.	weiß schw.	nichts	weiß schw.	weiß m.	weiß kr.
Vertikal-reihe III	9	rot kr.	rot kr.	unsich.	gelb schw.	nichts	gelb m.	rot m.	rot m.	unsich.
	10	rot kr.	weiß	weiß kr.	unsich.	nichts	weiß kr.	rot m.	weiß schw.	weiß m.
	11	rot	rot kr.	gelb	gelb m.	nichts	gelb m.	gelb schw.	gelb schw.	rot schw.
	12	rot	weiß	rot	weiß kr.	nichts	weiß m.	rot m.	unsich.	unsich.
Vertikal-reihe IV	13	weiß kr.	weiß	weiß	weiß m.	nichts	weiß schw.	weiß schw.	weiß schw.	weiß schw.
	14	gelb schw.	gelb	gelb	unsich.	nichts	nichts	gelb schw.	gelb schw.	gelb schw.
	15	weiß kr.	weiß	weiß	weiß m.	nichts	weiß m.	weiß kr.	weiß kr.	weiß m.
	16	rot kr.	rot	rot	unsich.	nichts	blau kr.	rot kr.	rot kr.	unsich.
	17	weiß schw.	weiß	weiß	weiß schw.	nichts	grün	weiß m.	weiß m.	unsich.
	18	blau schw.	blau	grün	grün schw.	nichts	blau schw.	blau m,	blau schw.	blau schw.
	19	rot gelb blau	rot gelb blau	gelb rot blau gleich	gelb rot blau	nichts	gelb blau rot	gelb rot blau	gelb rot blau	gelb rot blau
	20	rot gelb blau	rot gelb blau	gelb rot	unsich.	rot gelb blau	blau gelb rot	rot gelb blau	rot gelb blau	gelb rot blau
	21	unsich.	—	—	weiß rot blau gleich	rot weiß blau	blau weiß rot	rot weiß blau	rot weiß blau	rot weiß blau
Mit einem Auge		wie vorher	—	—	—	—	—	—	—	—

Übersicht.

Kö.	H.	St.	Wl.	Wr.	Gr.	Eg.	Z.	D.	Js.
nein	nein	ja	nein	ja	ja	—	—	ja	ja
rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot
m.	kr.	kr.	m.	kr.	m.	kr.	m.	kr.	kr.
rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot
bw.	m.	kr.	schw.	kr.	kr.	kr.	schw.	m.	kr.
ot	nichts	grün	nichts	rot	rot	rot	rot	rot	rot
n.		schw.		schw.	m.	m.	schw.	kr.	kr.
ot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot	rot
r.	kr.	kr.	m.	schw.	kr.	kr.	kr.	kr.	kr.
in	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb
	schw.	schw.	schw.	schw.	m.	kr.	m.	schw.	kr.
in	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	unsich.	weiß	weiß
w.	schw.	schw.	schw.	schw.	schw.	kr.		m.	kr.
b	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb
	m.	m.	kr.	kr.	m.	kr.	kr.	kr.	kr.
ß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß
	m.	m.	kr.	kr.	m.	kr.	schw.	kr.	kr.
	gelb	gelb	gelb	rot	rot	rot	gelb	rot	gelb
	schw.	m.	schw.	schw.	schw.	m.	schw.	kr.	schw.
	unsich.	weiß	rot	rot	rot	rot	weiß	rot	weiß
		m.	schw.	m.	m.	m.	schw.	kr.	schw.
	gelb	gelb	gelb	gelb	rot	unsich.	rot	rot	rot
	m.	schw.	schw.	schw.	schw.		kr.	kr.	kr.
	weiß	weiß	rot	weiß	rot	unsich.	rot	rot	rot
	m.	schw.	m.	m.	schw.		kr.	kr.	m.
	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß
	m.	m.	m.	schw.	schw.	m.	m.	kr.	kr.
	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	blau	gelb	gelb
	kr.	m.	m.	m.	m.	kr.	m.	m.	schw.
	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß
	kr.	m.	kr.	m.	schw.	kr.	kr.	kr.	m.
	rot	rot	rot	rot	rot	rot	blau	rot	rot
	schw.	m.	m.	kr.	m.	kr.	m.	kr.	kr.
	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	unsich.	weiß	unsich.
	kr.	kr.	kr.	m.	schw.	m.		kr.	
	grün	grün	grün	grün	grün	nichts	grün	grün	grün
	schw.	schw.	m.	m.	schw.		schw.	schw.	m.
	gelb	gelb	gelb ⟩ gleich	gelb	rot	rot	gelb	rot	rot
	rot	rot	rot ⟩ gleich	rot	gelb	gelb	rot	gelb	gelb ⟩ gleich
	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau ⟩ gleich
	rot	gelb	rot	gelb	rot	rot	rot	rot	rot
	gelb	rot	gelb	rot	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb
	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau	blau
	rot	weiß	weiß	rot	rot	rot	blau	rot	rot
	weiß	rot	rot	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß	weiß
	blau	blau	blau	blau	blau	blau	rot	blau	blau
	nichts	wie vorher	wie vorher	nichts	nichts	wie vorher	wie vorher	wie vorher	wie vorher

Die Zeit verhinderte, daß alle Beobachter einzeln untersucht wurden. Gelegentlich waren es Gruppen von dreien oder vieren; sie sind in der Übersicht durch Klammern kenntlich gemacht. Eine gegenseitige Beeinflussung wurde möglichst vermieden, indem alle Beobachter ersucht wurden, sich ein festes Urteil über eine Vertikalreihe zu bilden; dann erst wurden die Beobachtungen notiert. Meinungsaustausch fand niemals statt. Bei einzelnen Figuren weichen denn auch die Urteile innerhalb einer Gruppe sehr ab.

Die zu untersuchende Person wurde in etwa 1 m Entfernung aufgestellt und, wenn sie noch nicht wußte, um was es sich handelte, befragt, ob sie bei ruhiger Betrachtung irgend einer Figur der ersten Vertikalreihe etwas Auffälliges bemerke. Nach einigen Antworten über Größenunterschiede u. dgl. wurde dann meistens bald in einer der Figuren ein Hervortreten des Roten bemerkt; oft wurde dann noch hinzugefügt, das habe man schon von Anfang an gesehen. Diese Fälle sind unten in der Übersicht mit „ja“ bezeichnet, die der vorher unterrichteten Personen mit einem Strich. In den Fällen, wo die Beobachter den Effekt nicht von selbst bemerkten (in der Übersicht mit „nein“ bezeichnet), wurde dann weiter gefragt, ob sie wahrnähmen, daß irgend ein Teil einer Figur stereoskopisch hervorzutreten scheine. Alsdann wurde die Raumwirkung immer gesehen. Hierauf wurden die einzelnen Figuren der Reihe nach durchgegangen und stets gefragt: Welche Farbe scheint hervorzutreten? Weil die verschiedenen Farben verschieden stark herauszutreten scheinen, wurde unterschieden zwischen schwachem, mittlerem und kräftigem Vortreten. Da diese Bezeichnungen sich erst nach und nach herausbildeten, sind sie bei den zuerst untersuchten Personen nur selten vermerkt. Bei manchen Figuren bemerkten die Beobachter kein Hervortreten, bei manchen waren sie unsicher; diese Fälle sind in der Übersicht mit „nichts“ und mit „unsicher“ bezeichnet.

In der Übersichtstafel ist also stets angeführt, welche Farbe hervortritt, und zwar, ob schwach (schw.), mittelstark (m.) oder kräftig (kr.). Bei den dreifarbigen Figuren ist die Reihenfolge der Farben von vorn nach hinten angegeben. Auf die Feststellung der Stärke der Wirkung wurde bei diesen drei Figuren verzichtet. Wo bei ihnen zwei Farben in gleicher Ebene erschienen,

dies durch ein „gleich“ bezeichnet. In der letzten Reihe ist merkt, ob die Beobachter auch mit einem Auge (bei ungleichen gen mit dem besseren) die Raumwirkung noch sehen. Leider e ich diese Frage erst später stets gestellt, so daß über diesen kt weniger Beobachtungen vorliegen. Bei den Beobachtern und Gu. unterblieb zufällig auch die Besichtigung der Fig. 21.

Über die einzelnen Personen ist noch zu bemerken: Gu ist auf den Augen schwach kurzsichtig und besitzt auf einem Auge unregelßige Brechung. H. ist kurzsichtig und hat mit Kneifer beobtet. Unter Gr. sind meine eigenen Wahrnehmungen angeführt. bin kurzsichtig und habe mit Glas beobachtet. Jedoch bleibt ohne s mein Urteil dasselbe, abgesehen von einigen Schwankungen der Stärke des Hervortretens. Auf etwa 40 cm Entfernung, e Glas, sehe ich die stärkste Raumwirkung. — Eg. ist auf em Auge kurzsichtig; Beobachtungen ohne Glas. Z. ist auf em Auge kurzsichtig, auf einem weitsichtig; Beobachtungen etwa 1 m Entfernung ohne Glas. Alle anderen haben rmale Augen.

Alle untersuchten Personen haben sich mit geometrischen ichnungen und physikalischen Beobachtungen schon beschäftigt, daß ihre Augen für solche Wahrnehmungen mehr oder weniger schärft sind. Der Beobachter W., dessen Wahrnehmungen völlig n allen anderen abweichen, malt viel und hat nach seiner gabe solche Effekte schon früher bemerkt. Vielleicht haben h dabei bestimmte Urteile herausgebildet, die die auffälligen weichungen erklären. Die Personen wurden in der Reihenfolge fgeführt, in der sie beobachteten. Mein eigenes Urteil, das ich non zu Anfang fixiert hatte, hat sich, abgesehen von einem hwanken der Stärkebezeichnung, bei der endgültigen Notierung cht geändert.

Die Übersicht zeigt, daß 10 Personen von 15 die Raumrkung selbständig fanden. Ferner sahen hervortreten in

Fig. 1 . . .	16 Rot,	1 Grün,	1 nichts.
„ 2 . . .	17 „	1 „	
„ 3 . . .	10 „	2 „	6 unsich. o. nichts.
„ 4 . . .	16 „	1 „	1 nichts.
„ 5 . . .	15 Gelb,	2 „	1 „
„ 6 . . .	14 Weiß,	2 „	2 unsicher.

Fig. 7 . . .	16 Gelb,	1 Grün,	1 nichts.
„ 8 . . .	17 Weiß,	0 „	1 „
„ 9 . . .	8 Rot,	7 Gelb,	3 unsich. o. nichts.
„ 10 . . .	7 „	8 Weiß,	3 „
„ 11 . . .	7 „	9 Gelb,	2 „
„ 12 . . .	8 „	6 Weiß,	4 „
„ 13 . . .	17 Weiß,	0 Blau,	1 nichts.
„ 14 . . .	14 Gelb,	1 „	3 unsich. o. nichts.
„ 15 . . .	17 Weiß,	0 „	1 nichts.
„ 16 . . .	13 Rot,	2 „	3 unsich. o. nichts.
„ 17 . . .	13 Weiß,	1 Grün,	4 unsich. o. nichts.
„ 18 . . .	10 Grün,	6 Blau,	2 nichts.
„ 19 . . .	6 Rot, Gelb, Blau,	7 Gelb, Rot, Blau,	5 anders.
„ 20 . . .	12 „ „ „	4 „ „ „	2 „
„ 21 . . .	10 „ Weiß, „	2 Weiß, „ „	4 „

Mit einem Auge sahen 7 wie vorher, 3 nichts mehr.

Hieraus geht zunächst zweifellos hervor, daß die Raumwirkung für das bloße Auge vorhanden ist. Ferner ergibt Fig. 1 bis 4, daß Rot gegen Grün für fast alle Personen hervortritt. In Fig. 3 macht sich der Einfluß des erwähnten helleren und größeren grünen Fleckes deutlich bemerkbar. Fig. 5 bis 8 ergibt ebenso sicher, daß Weiß oder Gelb gegen Grün für fast alle hervortritt; das gleiche zeigt Fig. 17. Fig. 13 bis 16 zeigt bestimmt, daß Blau gegen die anderen Farben zurücktritt. Fig. 9 bis 12 endlich zeigt, daß für Rot gegen Weiß oder Gelb sich noch keine Norm aufstellen läßt. Für Grün scheint sich fast aus Fig. 18 ein Hervortreten gegen Blau zu ergeben.

In Fig. 20 und 21 sieht die Mehrheit in Übereinstimmung mit dem Vorigen die Reihenfolge Rot, Gelb, Blau, bzw. Rot, Weiß, Blau. In Fig. 19 dagegen bewirkt das leuchtendere Gelb, daß das Resultat unsicher wird. Die Feststellung, ob mit einem Auge die Raumwirkung auch gesehen wird, ist noch unvollkommen; doch scheint es der Fall zu sein.

Soweit sich nach diesen Ergebnissen schon urteilen läßt, möchte ich glauben, daß sich bei der merkwürdigen Erscheinung zwei Einflüsse übereinanderlagern. Einmal läßt sich ein Hervortreten der langwelligen Farben gegenüber den kurzwelligen in der Reihenfolge des Spektrums konstatieren. Zweitens aber scheint die Helligkeit einer Farbe ihr Hervortreten zu begünstigen.

Daß dieser letztere Umstand nicht allein den Effekt hervorbringt, zeigen die Fig. 9 bis 12. Das Weiß bzw. Gelb (es war stets kräftiges Gelb, wie in Fig. 19) war augenscheinlich heller als das Rot, und doch blieb das Resultat hier unsicher. Man sieht daran eben nur, wie die Helligkeit dem spektralen Effekt entgegenarbeitet. Das zeigt ganz besonders auch Fig. 19 im Vergleich mit Fig. 20 und 21. (Fig. 19 hat Hellgelb, Fig. 20 Fahlgelb, Fig. 21 Weiß.)

Wenn man die Stärke der Wirkungen mit in Betracht zieht, indem man für „kräftig" 3 Punkte einsetzt, für „mittel" 2 und für „schwach" 1 Punkt, findet man dieselben Ergebnisse noch deutlicher ausgeprägt; z. B. erhält man in Fig. 4 für Rot 43 Punkte, gegen 3 für Grün. Es ist interessant, daß gerade bei den unentschiedenen Resultaten der Fig. 9 bis 12 sich das Verhältnis überall etwas zugunsten von Rot verschiebt.

Fig. 9	17	Punkte	für	Rot,	9	Punkte	für	Gelb.
„ 10	15	„	„	„	15	„	„	Weiß.
„ 11	16	„	„	„	13	„	„	Gelb.
„ 12	17	„	„	„	12	„	„	Weiß.

Ich hoffe, die bisherigen Ergebnisse durch vervollkommnete Versuche mit einer größeren Personenzahl vervollständigen zu können. Es wäre dabei vor allem eine exakte geometrische Gleichmäßigkeit der Figuren und ein ganz gleichmäßiger Auftrag sämtlicher Farben anzustreben, der bisher nicht immer erreicht war. Das Weiß erschien z. B. bedeutend rauher als das Rot. Mancherlei Umstände subjektiver Art erschweren die Untersuchung. So wirken bei vielen Personen Erinnerungsbilder mit; einzelnen schwebten elektrische Druckknöpfe vor, so daß sie stets die Neigung hatten, die inneren Kreise hervortreten zu sehen. Jedoch waren alle in der Übersicht angeführten Wahrnehmungen durchaus bestimmt. Wo eine Person sich auf Zureden auch das Gegenteil vorstellen konnte, wurde sogleich „unsicher" vermerkt.

Wenn der schwarze Zwischenraum zwischen dem Fleck und dem Ring fehlte, trat die Raumwirkung nicht mehr ein.

Eine Erklärung der Erscheinung soll auf Grund der bisherigen Versuche noch nicht gegeben werden. Vielleicht ist sie in der mangelhaften Achromasie des menschlichen Auges zu suchen.

Charlottenburg, 21. Februar 1908.

Nachtrag zu der Mitteilung:

„Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen“ [1]*;*

von Br. Glatzel.

Ich komme gern einem Wunsche der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nach, welche mich, unter Bezugnahme auf die Fußnote 3), S. 55 meiner obengenannten Arbeit, mitzuteilen bittet, daß ihre dort erwähnte Patentanmeldung, Kl. 21a, G. 24279, vom 29. Januar 1907 datiert und inzwischen, am 6. Februar 1908, veröffentlicht worden ist. Sie enthält die Benutzung der Quecksilberdampflampe zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen und die Erklärung dieser Eigenschaft. Näheres hierüber siehe die bereits an die Physikalische Zeitschrift eingereichte Arbeit von R. H. Rendahl.

[1]) Diese Verh. 10, 54—66, 1908.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Telegraphie ohne Draht.

Von

Augusto Righi,
Professor an der Universität Bologna
und
Bernhard Dessau,
Professor an der Universität Perugia.

Zweite vervollständigte Auflage. — Mit 312 Abbildungen.

Preis geh. ℳ 15. —, geb. ℳ 16.50.

Die zweite Auflage des Buches über drahtlose Telegraphie von A. Righi und B. Dessau, welche hiermit dem Publikum dargeboten wird, weist gegen die erste mannigfache Veränderungen und Erweiterungen auf. Der Grundcharakter des Buches, welches eine dem großen Kreise der allgemein gebildeten Leser zugängliche und doch zugleich gründliche Darstellung des wissenschaftlich und technisch gleich interessanten Gebietes gewähren soll, ist auch in der neuen Auflage derselbe geblieben wie früher. Aber schon in dem theoretischen Teil mußte der kurze Abschnitt, welcher in der ersten Auflage den Elektronen gewidmet war, zu einem besonderen Kapitel erweitert werden; zu dem Kapitel über Kohärer und Antikohärer, welches auf Grund der neueren Forschungen ergänzt wurde, gesellten sich zwei neue Abschnitte über den magnetischen und den elektrolytischen Wellenindikator. Die weitestgehende Umgestaltung hat naturgemäß der dritte, der Technik der drahtlosen Telegraphie gewidmete Teil erfahren. Hier galt es, Veraltetes auszumerzen und dafür dem zahlreichen Neuen, wie z. B. den Mitteln zur Übertragung von Signalen auf große Entfernungen, dem heutigen Stande der abgestimmten Telegraphie und den Versuchen über gerichtete Telegraphie, den gebührenden Platz anzuweisen. Dementsprechend ist auch der Umfang gerade dieses Teiles bedeutend angewachsen. Ein Anhang enthält die gesetzlichen und administrativen Bestimmungen, sowie die Beschlüsse der Berliner Konferenz über drahtlose Telegraphie; ein Nachtrag ist einer während des Druckes bekannt gewordenen Erfindung des dänischen Ingenieurs Poulsen gewidmet, welche für die weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie von der größten Bedeutung zu werden verspricht.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Max Kohl ❀ Chemnitz i. S.

Werkstätten für Präzisions-Mechanik

liefert als Spezialität:

Komplette Einrichtungen f. physikalische und chemische Laboratorien.

Physikalische und chemische Apparate und Gerätschaften.

Elektrotechnische Abteilung.

Notiz: Außer den in meinem Etablissement vorhandenen modern eingerichteten **Mechaniker-Werkstätten** habe ich auch eigene **Dampftischlerei, Holz-, Metall-** und **Fein-Lackiererei, Klempnerei, Schlosserei, 2 Präzisions-Teilmaschinen** usw. in meiner Fabrik und bin deshalb in der Lage, alle vorkommenden Arbeiten durch mein eigenes Personal ausführen zu lassen. Meine Herren Abnehmer haben dadurch Gewähr, zu mäßigen Preisen solid ausgeführte Apparate zu erhalten, bei deren Konstruktion stets die neuesten auf dem Gebiete der Wissenschaft gemachten Fortschritte Berücksichtigung finden! 230 Arbeiter, 30 Beamte, 6600 qm Arbeitsfläche, etwa 120 Arbeitsmaschinen.

Einrichtungen kompl. Röntgenkabinette mit Funkeninduktoren aller Größen und für jede Betriebsart. (Die Kohl'schen Funkeninduktoren werden allseitig als die preiswertesten und leistungsfähigsten anerkannt.)

Neu! Spinthariskope, mit Fluoreszenz-Schirm und einer kleinen Menge Radium auf beweglichem Zeiger, um die außerordentlichen radioaktiven Eigenschaften des Radiums zu zeigen. Preis ℳ 24.—.

Preislisten mit ausführlichen Beschreibungen, Referenzen usw. kostenfrei.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Lehrbuch der Physik

von **Andrew Gray,**

Professor der Physik an der Universität Glasgow.

Autorisierte deutsche Ausgabe von

Dr. Felix Auerbach,

Professor an der Universität Jena.

Erster Band. **Allgemeine und spezielle Mechanik.** Mit 400 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 20 ℳ, geb. 21 ℳ

Gesammelte Abhandlungen

aus den Gebieten der

Meteorologie und des Erdmagnetismus

von **Wilhelm von Bezold.**

In Gemeinschaft mit **A. Coym** herausgegeben

vom Verfasser.

Mit 66 Abbildungen im Text und drei Tafeln.

gr. 8. Preis geh. 14 ℳ, geb. 16 ℳ

Jahrg. 6 *Heft 6*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

*...onatlich zwei **Nummern**. — **Abonnementspreis** pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen **durch alle Buchhandlungen** und Postanstalten.*

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 6. März 1908. 243

Adolf Heydweiller, Über die Oberflächenspannung verdünnter wässeriger Salzlösungen. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.) . 245

G. Leithäuser und R. Pohl, Über den Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf. Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1908.) 249

Heinrich Fassbender, Magnetische Messungen an Mangan-Zinn und Mangan-Antimonlegierungen, mit Beschreibung eines verbesserten Magnetoskops. VII. Mitteilung über magnetische Manganlegierungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg i. H. und aus dem chemischen Laboratorium der Isabellenhütte, G. m. b. H., zu Dillenburg. (Vorgelegt in der Sitzung vom 21. Februar 1908.) 251

H. Starke, Einige Versuche über die Sekundärstrahlen des Radiums. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.) 267

H. Starke, Akustische Notizen. 1. Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen. 2. Zur Erklärung der sog. Reflexionstöne. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.) 285

Hans Boas, Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Br. Glatzel: „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen." (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.) 295

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 95. — II. Akustik. S. 97. — III. Physikalische Chemie. S. 98. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 100. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 104. — VI. Wärme. S. 106. — VII. Kosmische Physik. S. 108.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen.

Von **Mme. S. Curie.**

Übersetzt und mit Literaturergänzungen versehen von **W. Kaufmann.**

Dritte unveränderte Auflage. Mit Abbild. gr. 8. Preis geh. 3 ℳ, gebunden in Lnwd. 3,80 ℳ

Sechs Vorträge

über das

thermodynamische Potential

und seine Anwendungen auf chemische und physikalische Gleichgewichtsprobleme,

eingeleitet durch zwei Vorträge über **„Nichtverdünnte Lösungen"** und über den **„Osmotischen Druck"**

von **J. J. van Laar.**

gr. 8. Preis geh. 3,50 ℳ, geb. in Lnwd. 4,20 ℳ.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 30. März 1908. Nr. 6.

Sitzung vom 6. März 1908.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Vor Eintritt in die Tagesordnung legt Hr. **H. Rubens** zwei Mitteilungen von Hrn. **H. Starke** vor:

1. Einige Versuche über die Sekundärstrahlen des Radiums.
2. Akustische Notizen.
   a) Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen.
   b) Zur Erklärung der sog. Reflexionstöne.

Sodann berichtet Hr. **G. Leithäuser**:

1. Über die Analyse der Stickoxyde mit Hilfe ihrer Absorptionsspektren im Ultrarot (nach gemeinsam mit Hrn. **E. Warburg** angestellten Versuchen). (Vgl. Berl. Ber. 1908, S. 148—153.)
2. Über den Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf (nach gemeinsam mit Hrn. **R. Pohl** ausgeführten Versuchen).

Ferner zeigt Hr. **W. Kaufmann** eine Bunsenklemme für beliebig weite Gefäße vor.

Weiter führt Hr. **H. Diesselhorst** einige

Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen

im Betrieb vor.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft eingegangene Mitteilungen vor:

1. von Hrn. **Kurt Herrmann:** Brechung und Dispersion des Heliums (Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Halle a. S.);
2. von Hrn. **Adolf Heydweiller:** Über die Oberflächenspannung verdünnter wässeriger Salzlösungen;
3. von Hrn. **Hans Boas:** Bemerkungen zu der Arbeit von Hrn. Dr. Glatzel: „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen.“

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Gustav Förster, wiss. Hilfsarbeiter am Kgl. Geodätischen Institut, Potsdam.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Erich Regener.)

Hr. Dr. Hermann Wolff, Marburg (Lahn), Hainweg 6.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Emil Take.)

Hr. Dr. Karl Stuchtey, Assistent am Physikalischen Institut der Universität Marburg.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. Richarz.)

Hr. cand. math. O. Böttcher, Jena, Engelstr. 14.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Schmidt.)

Hr. Dr. med. Georg Brinkmann, Kgl. pr. Stabsarzt a. D., Wilmersdorf, Pfalzburgerstr. 53.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Erich Regener.)

Über die Oberflächenspannung verdünnter wässeriger Salzlösungen;

von Adolf Heydweiller.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. oben S. 244.)

Bei Versuchen, die Herr GRADENWITZ[1]) auf meine Veran-*ung* vor 8 Jahren über die Oberflächenspannung verdünnter seriger Lösungen einiger Alkali-Chloride und -Nitrate aus-te, ergab sich, daß die auf ein g-Äq. bezogene prozentische erung Δ der Oberflächenspannung der Lösung gegen reines ser bei größeren Verdünnungen mit steigender Konzentration ächtlich abnimmt. Die Hinzunahme anderweitiger zahlreicher achtungen an konzentrierteren Lösungen zeigte ferner, daß Änderung Δ bei einer gewissen Konzentration ein Minimum cht, um dann wieder langsam zu wachsen. Dieses Verhalten urch neuere Versuche von Herrn A. KLEINE an einer Reihe rer Salzlösungen, die demnächst bekannt gegeben werden, hmslos bestätigt worden. Ein ganz analoges Verhalten hat ahre 1905 Herr GRÜNEISEN[2]) für die innere Reibung ver-er Salzlösungen nachgewiesen und mit Erfolg auf den ver-enen Einfluß der ionisierten und der nicht ionisierten Mole-*auf* das Lösungsmittel, sowie auf die Wechselwirkung der en zurückgeführt. Zur Trennung dieser verschiedenen Ein-*setzt* Herr GRÜNEISEN

$$\frac{\eta - 1}{m} = Ai + B(1 - i) + Cm,$$

η die auf Wasser bezogene innere Reibung der Lösung r Konzentration m $\frac{\text{g-Äq.}}{\text{Liter}}$, i ihr Dissoziationsgrad und A, *rei* auf die erwähnten Einflüsse bezügliche Konstanten sind.

---

1) GRADENWITZ, Inaug.-Diss. Breslau 1902. Phys. ZS. 3, 329, 1902.
2) GRÜNEISEN, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 237, 1905.

Bei der Analogie in dem Verhalten der Oberflächenspannung der Lösungen zu dem der inneren Reibung lag es nahe, hier eine ähnliche Darstellung zu versuchen.

Die Beobachtungen von GRADENWITZ und KLEINE wurden zu diesem Zwecke ergänzt durch Mittelwerte aus den vorliegenden besseren Beobachtungen an konzentrierteren Lösungen, auf graphischem Wege interpoliert, und aus den erhaltenen Kurven Werte der Konstanten A_1, B_1, C_1 der Gleichung

$$\Delta = A_1 i + B_1 (1 - i) + C_1 m$$

bestimmt, in der Δ die schon erwähnte Größe ist, die sich aus den Oberflächenspannungen von Wasser und Lösung, α und $\alpha + \Delta\alpha$ nach der Formel

$$\Delta = \frac{100\,\Delta\alpha}{\alpha\, m}$$

ergibt.

In der Tat ließen sich, ebenso wie für die GRÜNEISENschen Bestimmungen, die aus den Beobachtungen abgeleiteten Kurven durch eine Gleichung der obigen Form sehr befriedigend darstellen.

Die Ergebnisse dieser vorläufigen Berechnungen möchte ich (eventuelle spätere Berichtigung vorbehaltend) wenigstens für eine Gruppe, die der Chloride, für die jetzt Beobachtungen an sieben Salzen vorliegen, hier mitteilen; die Salze sind nach steigendem Äquivalentgewicht A angeordnet.

	LiCl	$\frac{1}{2}MgCl_2$	NH_4Cl	NaCl	KCl	$\frac{1}{2}SrCl_2$	$\frac{1}{2}BaCl_2$
A .	42,48	47,63	53,52	58,37	74,60	79,26	104,15
A_1 .	+ 3,77	+ 3,12	+ 2,45	+ 2,84	+ 2,87	+ 3,25	+ 4,16
B_1 .	+ 1,00	+ 0,03	− 0,21	− 0,25	− 1,58	− 1,66	− 2,16
C_1 .	+ 0,147	+ 0,327	+ 0,097	+ 0,279	+ 0,195	+ 0,474	+ 0,525
a .	0,0082	0,035	0,0059	0,015	0,011	0,052	0,058

Die drei Konstanten A_1, B_1, C_1 haben eine angebbare physikalische Bedeutung. A_1 ist für stark ionisierte gelöste Substanzen der Wert von Δ in großer Verdünnung ($m = 0$, $i = 1$); B_1 wäre der Wert von Δ in großer Verdünnung für nicht ionisierte Körper und C_1 kann man als ein Maß für den inneren Kohäsionsdruck des gelösten Körpers auffassen, da es den Einfluß der

echselwirkung der in Lösung befindlichen Moleküle auf die erflächenspannung des Lösungsmittels darstellt.

Folgt man Herrn VAN 'T HOFFS Vorstellungen über die Natur r Lösungen und über die Analogie zwischen gasförmigem und löstem Zustand, wonach bei Einführung des osmotischen Druckes Stelle des Gasdruckes die Zustandsgleichung der Gase auf n gelösten Körper anwendbar ist, und führt man für konzenertere Lösungen die erweiterte VAN DER WAALSsche Zustandsichung ein, so kann man die Konstante a derselben aus der öße C_1 ableiten.

Denn letztere gibt für normale Lösungen die prozentische nderung, welche die Oberflächenspannung des Lösungsmittels d ihre zweite LAPLACEsche Konstante H durch den Kohäsionsuck des gelösten Körpers erfährt; ebenso groß ist aber auch e prozentische Änderung der ersten LAPLACEschen Konstanten K er des Kohäsionsdruckes des Lösungsmittels, den VAN DER WAALS r Wasser zu rund 10000 Atm. berechnet hat, und es ist mithin r Kohäsionsdruck des gelösten Körpers in normaler Lösung

$$\frac{C_1}{100} \cdot 10000 = 100\, C_1 \text{ Atm.}$$

Dieser Kohäsionsdruck ist aber in der VAN DER WAALSschen eichung dargestellt durch das Glied $\frac{a}{v^2}$, in dem als Einheit des olumens v üblicherweise dasjenige zu nehmen ist, in dem der uck (hier aber der osmotische Druck) der gegebenen Substanzenge (1 g-Äq.) gleich 1 Atm. ist. Das ergibt für das Volumen r Normallösungen

$$v = \frac{1}{22{,}4\,(1 + i^1)}$$

r die Chloride der einwertigen,

$$v = \frac{2}{22{,}4\,(1 + 2\,i^1)}$$

ir die Chloride der zweiwertigen Metalle, worin i^1 den Dissoationsgrad bei dem osmotischen Druck von 1 Atm. bedeutet.

Danach berechnen sich die in der letzten Zeile der obigen usammenstellung enthaltenen Werte von

$$a = \frac{100\, C_1}{22{,}4^2 (1 + i^1)^2} \text{ bzw. } = \frac{400\, C_1}{22{,}4^2 (1 + 2\,i^1)^2}.$$

Die Vergleichung dieser Werte mit der Zusammenstellung in LANDOLT-BÖRNSTEINS Tabellen (3. Aufl., S. 187 ff.) zeigt, daß sie von derselben Größenordnung wie die für den gasförmigen Zustand sind; z. B. 0,007 für CO_2, 0,012 für Cl_2, 0,035 für $C_2H_4O_2$, 0,045 für $GeCl_4$, 0,079 für $C_{10}H_8$.

Die Konstante B_1 des Moleküleinflusses auf das Lösungsmittel zeigt innerhalb der Chloridreihe eine regelmäßige Abnahme mit steigendem Molekulargewicht, die von positiven Werten zu negativen überführt, während A_1, den Ioneneinfluß darstellend, immer positiv ist, aber mit steigendem Molekulargewicht ein Minimum aufweist, was auf zweifache Wirkung schließen läßt, vielleicht dem Charakter der Ionen als Massen und als Elektrizitätsträger entsprechend. Die eine würde mit steigendem Molekulargewicht zu-, die andere abnehmen.

Eine umfangreichere Prüfung dieser Beziehungen wäre sehr erwünscht; leider ist die Beschaffung eines ausreichend genauen Beobachtungsmaterials recht schwierig und zeitraubend.

Münster i. W., Physikalisches Institut, März 1908.

Über den Einfluſs des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf;

von G. Leithäuser und R. Pohl.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. oben S. 243.)

---

§ 1. Die Frage nach der Einwirkung des Ozons auf die ondensation des Wasserdampfes ist Gegenstand vieler Unter-ichungen gewesen, ohne bisher eindeutig entschieden zu sein. ntgegen älteren Angaben von MASCART[1]) behauptete KIESS-NG[1]), daß Ozon auf die Kondensation des Wasserdampfes im Expansionsgefäß" ohne Einfluß sei, während R. v. HELMHOLTZ nd RICHARZ[2]) eine Einwirkung des O_3 beobachteten, wenn dieses n zerfallenden Zustand in den „Dampfstrahl" eingeführt wurde. emäß der von diesen Herren vertretenen Ansicht, daß die irkung des zerfallenden O_3 durch Ionen zu erklären sei, wurde sdann von GUNKELL und UHRIG[3]) gefunden, daß das Konden-tionsvermögen des Ozons mit dem Auftreten elektrischer Leit-higkeit parallel gehe und nach einer Beseitigung des Leit-rmögens durch längeres Stehenlassen oder ein elektrisches Feld der ein Glaswollefilter (künstliche Alterung) verschwände. In eueren Versuchen des Herrn BARKOW[4]) ließ sich die Anwesen-eit von Ionen für die Kondensation durch Ozon nicht aufrecht rhalten, als statt des Dampfstrahls das empfindlichere Nebel-xpansionsgefäß benutzt wurde.

Für die Kondensation des Wasserdampfes im Nebelgefäß ist, ie Herr BARKOW an vielen eigenen und aus der Literatur

---

[1]) Zit. nach R. v. HELMHOLTZ, Wied. Ann. 32, 5, 1887.

[2]) R. v. HELMHOLTZ, Wied. Ann. 27, 508, 1886, und F. RICHARZ, Wied. nn. 40, 161, 1890.

[3]) A. UHRIG und A. GUNKELL, Diss. Marburg 1903 bzw. 1905.

[4]) E. BARKOW, Diss. Marburg 1906 (daselbst ein sehr ausführliches iteraturverzeichnis).

zusammengestellten Versuchen zeigte, zweierlei charakteristisch: Erstens setzt die Kondensation bei sehr geringer, oft sogar schon ohne jede Expansion ein, und zweitens entsteht in vielen Fällen ein feiner blauglänzender Nebel, der zuerst von C. T. R. Wilson[1]) und J. H. Vincent[2]) in sauerstoffhaltigen Gasgemischen beobachtet wurde und aus ganz feinen Tröpfchen besteht, die das Licht nicht mehr beugen, sondern nur diffus zerstreuen.

Beide Tatsachen, sowohl das Einsetzen des Nebels ohne die für Ionen charakteristische Entspannung, wie die Beständigkeit äußerst feiner Nebeltröpfchen machen es sehr wahrscheinlich, daß für die Wirkung des Ozons nicht die Anwesenheit von Ionen maßgebend ist, sondern daß die Entstehung des Nebels auf die Bildung chemischer Produkte zurückzuführen ist, welche die Dampfspannung des Wassers außerordentlich herabsetzen. — Eine Reihe von Versuchen, die wir im folgenden mitteilen, scheinen uns zugunsten dieser Ansicht zu sprechen.

§ 2. Die Bildung dampfdruckerniedrigender Substanzen durch Ozon setzt die Anwesenheit fremder Beimengungen voraus. Die übliche Beimengung des Sauerstoffs ist Stickstoff, es können bei der Ozonisierung Stickstoff-Sauerstoffverbindungen gebildet werden, und es läßt sich leicht zeigen, daß die Nebelbildung durch Ozon mit wachsendem Stickstoffgehalt zunimmt.

Die Versuchsanordnung kann sehr einfach gehalten werden. Zuerst der Gasbehälter (Gasometer oder Bombe), dann ein Wattefilter zur Entfernung mechanischen Staubes, dann ein Trockenrohr mit H_2SO_4 oder besser Kühlschlangen auf der Temperatur der festen CO_2, ein Siemens sches Ozonrohr mit Wechselstrom betrieben, und schließlich der Nebelballon, d. h. eine Glaskugel von etwa 20 cm Durchmesser, ein Drittel ihrer Höhe mit Wasser gefüllt und mit einem Fenster zur Beleuchtung durch Bogenlicht versehen. Eine Expansionsvorrichtung erleichtert die Reinigung des Ballons, ist aber zur Erzeugung der Nebelbildung nicht erforderlich, da sich die Kondensation durch Ozon stets ohne Expansion hervorrufen läßt.

Für verschiedenen Stickstoffgehalt des benutzten Sauerstoffs

---

[1]) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. London (A) **192**, 403, 1899.
[2]) J. H. Vincent, Proc. Cambr. Phil. Soc. **12**, 305, 1903.

die Beobachtungen gemacht, die in Tabelle I zusammen-
sind.

Tabelle I.

Gas	Konzentration des O_3 g/cbm	Nebel ohne Expansion
96,2 Proz. O_2 aus Bombe		
Im Apparat vorher Luft	10,5	deutlicher blauer Nebel
Vorher Luft	3,2	schwacher blauer Nebel
„ „	12,0	keine merkliche Zunahme
„ „	20,0	
Vorher 96,2 Proz. O_2	47	ganz schwacher blauer Nebel
„ 96,2 „ „	58,5	
„ 96,2 „ „	56,0	
„ 96,2 „ „	51	
Erst Luft, dann 60 Min. O_2	27,4	blauer Nebel eben sichtbar
Nach 30 Min. Ozonis.	57,5	blauer Nebel an der Grenze der Wahrnehmbarkeit
„ 60 „ „	59	
„ 60 „ „	68	
93 Proz. O_2 aus Bombe		
Vorher 96,2 Proz. O_2	17	blauer Nebel eben sichtbar
21 Proz. O_2 (Luft)		
Vorher Luft	sehr klein (nur durch ultraviolettes Licht ozonisiert)	feiner blauer Nebel
„ „	0,3	dichter blauer Nebel mit großen Tropfen
„ „	0,9	dicktröpfiger graublauer Nebel
Vorher 93 Proz. O_2	22	dichte weiße Wolken

Inhalt dieser Tabelle zeigt ohne weiteres, daß für die
ung durch Ozon die Anwesenheit von N_2 im O_2 eine
ne Rolle spielt: Gibt in strömendem 96,2 Proz. O_2 ein
lt von 68 g/cbm kaum merkliche Nebelbildung, wenn der
vorher gut von Luft gereinigt ist, so zeigt sich bei
ung von Luft schon bei einigen Zehnteln g/cbm O_3 be-
e Kondensation.

Bei der Einwirkung stiller elektrischer Entladung auf trockene Stickstoffsauerstoffgemische entstehen, falls nicht die ozonlose Entladung herrscht, wie neuerdings eingehend untersucht[1]), N_2O, N_2O_5 und Y. Zum Teil sind es Säureanhydride und letztere vermögen, wie schon R. v. HELMHOLTZ[2]) u. a.[3]) gezeigt, auch ohne jede Entspannung die Kondensation von Wasserdampf hervorzurufen: Somit wird sehr wahrscheinlich, daß die oben beschriebene Nebelbildung durch Ozon den dabei entstandenen Stickoxyden zuzuschreiben ist.

§ 3. Bleibt zunächst noch die nähere Natur dieser Stickoxyde dahingestellt, so muß sich die Richtigkeit dieser Ansicht dadurch prüfen lassen, daß die Nebelbildung durch Ozon nach Beseitigung der Stickoxyde verschwindet.

Am sichersten ist es natürlich, ganz reinen Sauerstoff als Ausgangsmaterial für das Ozon zu nehmen. Doch stößt die Reindarstellung größerer Gasmengen auf beträchtliche Schwierigkeiten, die wir zum Teil in § 6 noch erwähnen werden. Wir zogen es daher vor, gewöhnlichen Bombensauerstoff mit einigen Prozent N_2 Beimengung zu benutzen und die bei der Ozonisierung gebildeten Stickoxyde zu beseitigen. Nach einer Reihe von Versuchen erwies sich als das einfachste Mittel, das Ozonrohr während des Betriebes auf -79^0 zu kühlen und eventuell noch zwischen das Ozonrohr und den Ballon eine Kühlschlange gleicher Temperatur einzuschalten.

93 Proz. O_2, der nach Tabelle I vorher bereits bei 17 g/cbm O_3 Nebelbildung ergeben hatte, ließ bei Anwendung der Kühlung des Ozonrohres auch bei einer Konzentration von 75—78 g/cbm O_3 keine Spur einer Nebelbildung erkennen, selbst wenn das Ozonrohr vorher mit Luft statt mit O_2 in Berührung gewesen war. Noch besser zeigte sich der Einfluß der Kühlung bei Ozonisierung von Luft: Hier trat bei 34 g/cbm O_3 keine intensivere Nebelbildung auf, als sie vorher bei 0,3 g/cbm O_3 beobachtet war, d. h. ein blauer Nebel mit einigen größeren Tropfen. Diese Tatsachen können als weiterer Beweis der Behauptung gelten, daß nicht das Ozon selbst

---

[1]) E. WARBURG und G. LEITHÄUSER, Ann. d. Phys. (4) 20, 747, 1906.
[2]) Loc. cit.
[3]) H. REBENSTORFF, Phys. ZS. 6, 101, 1905.

als Ursache der Kondensation zu betrachten ist, sondern die Stickoxyde, die mit ihm bei der stillen Entladung gebildet werden.

§ 4. Die Möglichkeit, aus Bombensauerstoff mit einigen Prozent Stickstoffbeimengungen ein Ozon zu erhalten, das keine Wasserdampfkondensation hervorruft, gestattet nun weiter die Entscheidung der Frage, welche Arten von Stickoxyden an der Nebelbildung beteiligt sind. Zu diesem Ende wurden dem Gase, das durch den Nebelballon hindurchströmte, also entweder dem O_2 oder dem O_3, verschiedene Stickoxyde nach dem Verlassen des gekühlten Ozonrohres und vor Eintritt in den Ballon in kleinen und veränderlichen Mengen zugesetzt. Zunächst wurde hinter das gekühlte Ozonrohr ein u-förmiges Glasrohr eingeschaltet, das festes, auf -79^0 gekühltes N_2O_5 (Salpetersäureanhydrid) enthielt. Das N_2O_5 war seinerseits mit N_2O_4 aus einem Hochspannungslichtbogen und O_3 aus einem SIEMENS-Generator hergestellt.

Solange nicht ozonisierter Sauerstoff über das feste N_2O_5 hinwegstrich, blieb der Ballon optisch leer, höchstens traten hin und wieder vereinzelte große farblose Tropfen auf. Wird dann der Dampfdruck des N_2O_5 durch Wegziehen des Kühlbades — CO_2 mit Alkohol in einem Dewargefäß — etwas erhöht, so zeigt der Ballon eine intensive Nebelbildung in Gestalt dichter Wolken schwach irisierender großer Tropfen. Bei Erniedrigung des Dampfdruckes verschwindet dieser Nebel wieder. Nie wird eine Spur des feinen blauen Nebels beobachtet. Der nahezu farblose großtröpfige Nebel ist für N_2O_5 charakteristisch. Man erhält ihn auch leicht bei Einleiten von N_2O_4 in ein O_3-haltiges Nebelgefäß.

Dahingegen zeigt sicht der blaue Nebel, wenn über das feste N_2O_5 statt Sauerstoff Ozon hinweggeleitet wird. Es sind nur schwache Ozonkonzentrationen erforderlich, etwa 6 g/cbm. Bei höheren Konzentrationen (22 bis 41 g/cbm O_3) bildet sich im blauen Nebel eine große Zahl größerer Tropfen, welche die Gesamtfarbe des beleuchteten Nebels mehr als ein Graublau erscheinen lassen.

Hat man bei schwacher Ozonkonzentration durch Einwirkung des Ozons auf N_2O_5 den feinen blauen Nebel hervorgerufen und erhöht man alsdann plötzlich den Dampfdruck des N_2O_5 durch Senken des Dewargefäßes, so sieht man die grobtröpfigen N_2O_5-

Wolken in den feinen blauen Nebel hineintreten und ebenso wieder verschwinden, wenn das N_2O_5 von neuem auf $-79°$ gekühlt wird.

Demgemäß ist als Ursache des feinen blauen Nebels irgend ein Stickstoffsäureanhydrid anzusehen, das durch Einwirkung des Ozons auf N_2O_5 entsteht und möglichenfalls mit dem von HAUTEFEUILLE und CHAPPUIS [1]) durch seine Absorption im sichtbaren Spektralgebiet entdeckten und neuerdings [2]) unter der vorläufigen Bezeichnung Y näher untersuchten Körper identisch ist.

§ 5. Gelingt es, die Erzeugung von Nebel durch Ozon ohne Expansion für den Fall von Stickstoffsauerstoffgemischen durch die Bildung von Stickoxyden zu erklären, so ist auch bei Abwesenheit des N_2 eine Nebelbildung zu erwarten, wenn dem Ozon die Möglichkeit zur Bildung eines anderen Säureanhydrids geboten wird.

Einen derartigen Fall beobachteten wir z. B. bei dem Versuch, reinen Sauerstoff aus Kaliumchlorat zu gewinnen. Dieser O_2 ist nach Messungen ultraroter Absorption sehr frei von N_2, läßt auch den Ballon optisch leer, erzeugt aber bei Ozonisierung einen intensiven Nebel, dessen Farbe sich wesentlich von der des Stickoxydnebels unterscheidet. Er ließ sich bei Ozonkonzentrationen von 14 bis 45 g/cbm O_3 durch Vorlagen von KOH und H_2SO_4 vor dem Ozonrohr beseitigen und dürfte wahrscheinlich einer Chlorsäure zuzuschreiben sein, die durch Einwirkung des Ozons auf eine Spur Chlor entsteht, die dem O_2 beigemengt [3]) ist.

Desgleichen beobachteten wir dichte grobtröpfige Nebel beim Durchleiten von Ozon, das nach § 3 stickstoffoxydfrei gemacht war, durch Schwefelsäure, während Sauerstoff cet. par. ohne Einfluß war [4]). Hier ist die Möglichkeit der Bildung eines Schwefelsäureanhydrids gegeben.

Schließlich sei noch auf die Jodsäurenebel hingewiesen, die Ozon beim Passieren von KJ-Vorlagen erzeugt [5]), sie werden

---

[1]) P. HAUTEFEUILLE und J. CHAPPUIS, C. R. 92, 80, 1881.
[2]) E. WARBURG und G. LEITHÄUSER, Ann. d. Phys. (4) 23, 209, 1907.
[3]) GMELIN-KRAUT, Handb. d. anorg. Chemie 1, 3.
[4]) TOWNSEND, Formation of clouds with ozone. Proc. Cambridge Phil. Soc. 10, Part II, 1899.
[5]) TOWNSEND, l. c.

n ungeheuer dick und undurchsichtig, wenn das hindurch-
ende O_3 etwas N_2O_5 oder Y enthält.

§ 6. Den Inhalt unserer Ausführungen möchten wir dahin
mmenfassen, daß Ozon eine Kondensation des Wasserdampfes
e Expansion in den Fällen zu erzeugen vermag, in denen ihm
Möglichkeit geboten wird, ein Säureanhydrid zu bilden, das
Dampfdruck des Wassers herabsetzt.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, März 1908.

Magnetische Messungen an Mangan-Zinn- und Mangan-Antimonlegierungen, mit Beschreibung eines verbesserten Magnetoskops;

von Heinrich Fassbender.

VII. Mitteilung über magnetische Manganlegierungen aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg i. H. und aus dem Chemischen Laboratorium der Isabellenhütte, G. m. b. H., zu Dillenburg [1]).

(Vorgelegt in der Sitzung vom 21. Februar 1908.)

(Vgl. oben S. 116.)

---

1. Die Mangan-Zinnlegierungen sind gerade die Legierungen, an denen zuerst Herr Fr. HEUSLER die Magnetisierbarkeit von Legierungen unmagnetischer Metalle entdeckt hat [2]). Im Marburger Physikalischen Institut sind bereits von Herrn E. HAUPT [3]) einige Messungen ausgeführt worden an Legierungen von Zinn mit dem 30prozentigen Mangankupfer des Handels, demselben, mit dem auch die HEUSLERschen Aluminium-Manganbronzen hergestellt wurden. Die folgenden Messungen sind ebenfalls im Marburger Physikalischen Institut seit September vorigen Jahres ausgeführt worden und zwar im direkten Auftrag von Herrn FR. HEUSLER; wegen Übernahme einer anderweitigen Stellung habe ich sie nunmehr abgeschlossen.

Außer den Marburger Arbeiten lag auch eine Arbeit von ROBERT S. WILLIAMS [4]) über die Mangan-Zinnlegierungen vor. Während jedoch WILLIAMS die Magnetisierbarkeit nur mit einem

---

[1]) Zitate der früheren Mitteilungen, siehe die VI.; von PAUL ASTEROTH, Verh. d. D. Physik. Ges. 10, 21—32, 1908.

[2]) Im Januar 1895. Die Magnetisierbarkeit der übrigen Legierungen wurde in den Jahren 1898/99 entdeckt, nicht 1903' wie in der ersten Zeile der vorigen Mitteilung versehentlich angegeben.

[3]) Schriften der Marburger Gesellschaft 1904, S. 267.

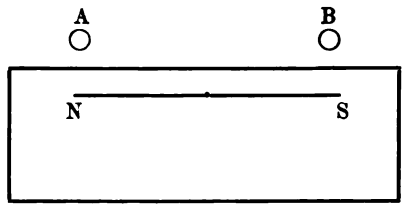
[4]) WILLIAMS, Über Legierungen des Antimons mit Mangan, Chrom, Silicium und Zinn; des Wismuts mit Chrom und Silicium und des Mangans mit Zinn und Blei. ZS. f. anorg. Chemie 55, 1, 1907.

achen Magnetoskop[1]) untersucht und nur kurze qualitative aben über die Magnetisierbarkeit gemacht hat, sind die sungen der Magnetisierbarkeit bei verschiedenen Feldstärken mir mit dem Magnetometer quantitativ ausgeführt.

Bevor ich die Induktionswerte bestimmte, stellte ich zunächst Umwandlungstemperaturen der zu untersuchenden Mn-Sn-ierungen mit einem besonders empfindlichen Magnetoskop Dieses besteht aus einem astatischen Nadelpaar, aufgehängt einem Faden aus Rotguß. Die Magnetnadeln, die aus einem netischen Magazin von je zwei magnetisierten Korsettstäben ehen, haben eine Länge von 30 cm und sind 15 cm von-nder entfernt. Der Apparat steht, um vor Luftströmungen hützt zu sein, in einem Kasten. Außerhalb dieses Kastens den die Legierungen im Paraffinölbade durch einen Bunsen-nner erhitzt und der Ausschlag mit Spiegel und Skala beob-tet. Die Legierung ist so zu orientieren, daß sie dem einen der einen Nadel möglichst genähert ist, so daß die entgegen-tzte Wirkung auf die entferntere zweite Nadel nicht in Betracht mt. In dieser Form wurde das Magnetoskop im hiesigen itut von Herrn Preusser zusammengestellt (vgl. seine dem-nst erscheinende Dissertation). Während diese Anordnung für ker magnetisierbare Bronzen — Herr Preusser untersuchte gan-Aluminiumbronzen — im allgemeinen genügt, so stößt bei den magnetischen Messungen der schwach magnetischen Sn-Legierungen auf besondere Schwierigkeiten, da die unver-dlichen Fehler hier im Vergleich zu den geringen magnetischen kungen dieser Legierungen die Resultate sehr beeinträchtigen nen. Zunächst kann man sich nur äußerst schwer eine gänz-eisenfreie Apparatur aufstellen. Ist diese aber nicht eisenfrei, verändern die Eisenspuren bei Temperaturänderung ihre Mag-isierbarkeit und diese Veränderung bedingt einen Ausschlag astatischen Magnetnadel. Außerdem sind einseitige Luft-mungen im Innern des Kastens nicht oder nur äußerst schwer kommen zu vermeiden. Denn man muß, um einen einiger-ßen großen Ausschlag zu bekommen, diese, somit auch den nsenbrenner, sehr nahe an den Kasten bringen. Dadurch wird

[1]) Vgl. über diese Vorrichtung ZS. f. anorg. Chem. 42, 359, 1904.

dieser stark einseitig erwärmt und diese Erwärmung erzeugt im Innern Luftströmungen. Diese Fehlerquellen werden unschädlich, wenn man eine Kompensation derselben vollzieht, wie durch folgenden Grundriß erläutert wird:



SN ist die obere der beiden astatischen Magnetnadeln, A und B sind zwei Graphittiegel, die durch möglichst eisenfreie Bunsenbrenner (mit Messingrohr und Bleifuß) erwärmt werden. In den Tiegeln stehen in einem Sandbade Reagenzgläser, die mit Paraffinöl gefüllt sind. Der Apparat ist vollkommen symmetrisch gebaut. Durch das Erwärmen des Tiegels A werden allerdings auch im Innern des Kastens Luftströmungen entstehen und diese wie auch die Veränderung der Magnetisierung der nicht ganz eisenfreien Bunsenbrenner und der Aufhängevorrichtung des Tiegels werden eine Veränderung des einen Drehungsmoments auf die Nadelspitze N ausüben, doch wird dieses aufgehoben durch die umgekehrt gleiche Veränderung des von B auf die Spitze S ausgeübten Drehungsmoments, bei einer durch Vorversuche genau auszuprobierenden Stellung von B und des unter ihm befindlichen Brenners. Bei einem blinden Versuch, ohne daß also in einem der Reagenzgläser eine magnetisierbare Legierung hängt, bleibt die Nadel beim Erhitzen und Abkühlen in ihrer Ruhelage stehen, was ohne diese Kompensationsmethode infolge der oben erwähnten Fehlerquellen nicht der Fall ist. Die Temperatur des Bades konnte mit einem hochgradigen Hg-Thermometer mit CO_2-Füllung gemessen werden. Seine Ablesung geschah mittels eines zweiten Fernrohrs von demselben Standort aus, der für die Spiegelablesung der Nadelausschläge gewählt worden war.

Bei einem Versuch zur Ermittelung der Umwandlungstemperatur bestimmt man zunächst die ungestörte Ruhelage der Nadel, bringt die Legierung in das Bad von Zimmertempera-

tur und liest den Ausschlag ab. Alsdann erhitzt man das Bad und beobachtet die Veränderung der Nadelstellung mit der Veränderung der Temperatur. Die Temperatur, bei der die Nadel in ihre Ruhelage zurückgegangen, stellt den Umwandlungspunkt der Legierung dar. Im Gegensatz zu WILLIAMS fand ich nun bei allen von mir untersuchten Mangan-Zinnlegierungen einen deutlichen Umwandlungspunkt bei $\sim 375^0$. Beim Abkühlen tritt er bedeutend schärfer auf, als beim Erhitzen. Etwa bei 300^0 haben dann die Legierungen ihre volle Magnetisierbarkeit wieder erlangt, nur bei einer einzigen Legierung mit 55 bis 60 Proz. Mangangehalt konnte ich ein verzögertes Wiederauftreten der Magnetisierbarkeit bis zur Zimmertemperatur konstatieren.

Nach Feststellung der Umwandlungspunkte brachte ich die Legierungen durch Altern bei erhöhten, aber unterhalb des Umwandlungspunktes liegenden Temperaturen in einen stabilen magnetischen Zustand. Ich alterte zunächst alle Legierungen vier Stunden lang in siedendem Xylol (140^0), bestimmte die Magnetisierungsintensität, dann alterte ich nochmals vier Stunden in Xylol und bestimmte ebenfalls die Werte der Magnetisierungsintensität $\mathfrak{J}$. Endlich alterte ich nochmals vier Stunden in Diphenylamin (310^0), doch bekam ich jedesmal Werte, die sich von den ersten und zweiten nur innerhalb der Fehlergrenze unterscheiden. Das Maximum der Magnetisierbarkeit ist somit schon nach vierstündigem Altern bei 140^0 erreicht.

Zur magnetometrischen Untersuchung sei noch folgendes bemerkt. Die Mn-Sn-Legierungen sind äußerst spröde, so daß ein Abdrehen oder Feilen auf eine für exakte magnetometrische Messungen unerläßliche Form unmöglich ist. Die Legierungen wurden deshalb im Achatmörser äußerst fein pulverisiert, durch einen feinen Schleier gesiebt und das Pulver in Glasröhrchen gefüllt, die eine für das Magnetometer geeignete Form mit dem Dimensionsverhältnis 1:10 hatten. Das in die Berechnungen von $\mathfrak{J} = \frac{\text{Moment}}{\text{Volumen}}$ eintretende Volumen der Pulvermasse wurde nicht aus Länge und Querschnitt berechnet; denn dann wären die Messungen davon abhängig geworden, ob das Pulver das eine Mal dichter oder lockerer eingefüllt wurde, sondern in die Formeln wurde auf Rat von Herrn Prof. RICHARZ

*

$v = \frac{\text{Masse}}{\text{spez. Gewicht}}$ eingesetzt. Hierin bedeutet Masse die wirkliche Masse des Pulvers im Röhrchen. Das spezifische Gewicht aber ist das spezifische Gewicht der kompakten Legierung, das nach dem archimedischen Prinzip vor dem Pulverisieren der Legierungen bestimmt wurde. Auf diese Weise setzen wir also jedesmal das Volumen ein, das die Legierung einnehmen würde, wenn sie kompakt wäre. Als Pulver nimmt dieselbe Masse bekanntlich ein größeres Volumen ein, das von der Feinheit der Pulverisierung abhängt.

Bei Berechnung der totalen oder effektiven Feldintensität $\mathfrak{H}_t = \mathfrak{H}_e - N\mathfrak{J}$ müssen wir aber in $\mathfrak{J}$ das aus den Dimensionen berechnete Volumen einsetzen, da die Stärke der Entmagnetisierung des Feldes von der tatsächlichen geometrischen Verteilung der Pulvermassen abhängt.

Der Entmagnetisierungsfaktor N ist den Werten nach H. du Bois[1]) entnommen. Dieser gilt nur für massive Massen, nicht aber für Pulver. Über Entmagnetisierungsfaktoren von Pulvern ist in der Literatur nichts bekannt. Wegen dieser unvermeidlichen Ungenauigkeit wurde auch darauf verzichtet, nach den neuesten Versuchen von Shuddemagen[2]) die Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors bei zylindrischen Stäben von dem absoluten Durchmesser derselben zu berücksichtigen. Herr Asteroth[3]) hat bei Aufstellung seiner Kurven in seiner letzten Arbeit diese Entmagnetisierungsfaktoren benutzt, was an dieser Stelle nachträglich noch erwähnt werden soll.

Die Resultate sind in der Tabelle I zusammengestellt und auch in Kurven aufgezeichnet (Fig. 1). In diesen sind als Ordinaten die $\mathfrak{B}$-Werte eingezeichnet, da diese Art der Kurven in der Technik die übliche ist und auch in den früheren Mitteilungen des Marburger Physikalischen Instituts gewählt wurde. Für rein magnetische Messungen besitzen jedoch die $\mathfrak{J}, \mathfrak{H}$-Kurven größere Vorzüge, da sie ohne weiteres erkennen lassen, ob eine

---

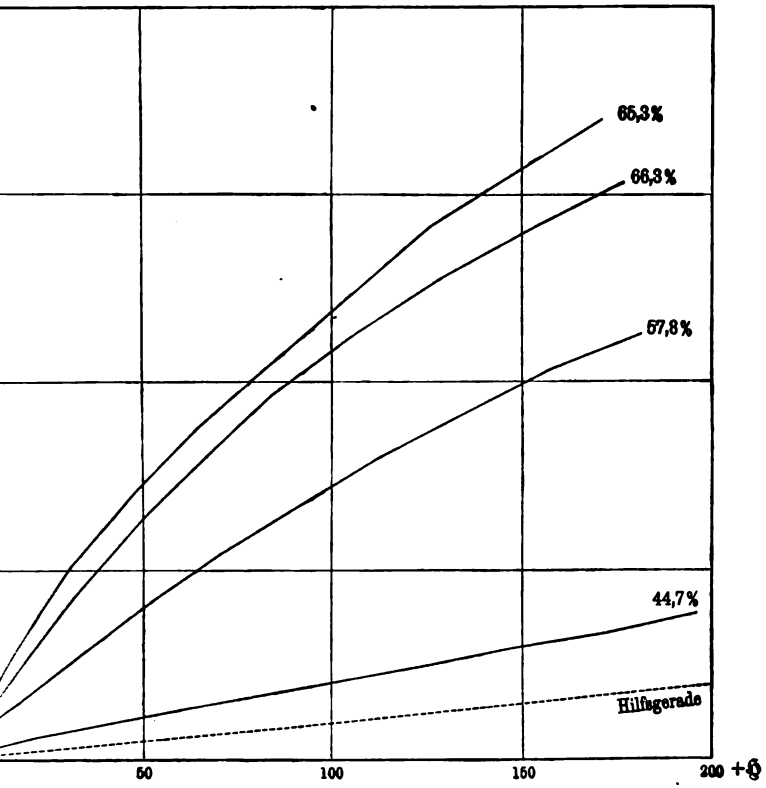
[1]) H. du Bois, Magnetische Kreise, deren Theorie und Anwendung, S. 45. Berlin, Springer, 1894.

[2]) Proc. Amer. Acad. 43, 185—256, 1907. Referat von E. Take, Beibl. 32, März 1908.

[3]) l. c. diese Verh.

netisierbarkeit vorhanden und ob eine Annäherung an das mum der Magnetisierbarkeit erreicht wird. Um den bei ren schwach magnetischen Proben stark hervortretenden Mangel B, $\mathfrak{H}$-Kurven zu beseitigen, sind, wie zuerst von H. DU BOIS [1])

Fig. 1.



iese Kurvendarstellungen eingeführt, nach dem Vorschlage F. RICHARZ [2]) in den Kurvenblättern die $\mathfrak{H}$-Werte als Ordi- n ebenfalls eingezeichnet, die eine durch den 0-Punkt gehende de bilden. Bei erreichter Sättigung müßten dann die B-

[1]) H. DU BOIS, l. c. S. 21.
[2]) Siehe die III. Mitteilung: Schrift der Marburger Gesellschaft, 9. 1904.

Kurven dieser Hilfsgeraden parallel laufen. Da unsere Kurve nicht im entferntesten ihr parallel laufen, so ist auch noch keines wegs eine Sättigung erreicht.

Tabelle I für die Mangan-Zinnlegierungen.

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$ der jungfräulichen Kurve für Legierungen mit folgenden Mn-Proz. (Gewichtsprozenten)			
	44,7 Proz.	57,8 Proz.	65,3 Proz.	66,3 Proz.
5	12	44	64	55
10	23	95	160	130
20	43	168	332	260
40	88	325	612	532
100	208	720	1190	1089
150	302	990	1525	1389

$\mathfrak{H}$ = effektive Feldstärke. $\mathfrak{B}$ = Induktion.

Es ist bekannt[1]), daß bei Eisenpulvern die Sättigung ers bei äußerst hohen $\mathfrak{H}$-Werten, etwa 3000 Gauss, erreicht wird wie sie mit dem Magnetometer nicht zu erzielen sind. Bei de Mn-Sn-Pulvern ist dies anscheinend also auch der Fall.

Aus der Tabelle ersieht man, daß ein Maximum für di Magnetisierbarkeit bei 65,3 Proz. Mn liegt. Dies entsprich etwa der Verbindung Mn_4Sn. Dieser Verbindung schreibt auc Williams auf Grund seiner nur qualitativen Messungen die größt Magnetisierungsintensität zu. Jedoch scheint uns noch nich absolut sicher festzustehen, ob nicht doch etwa das Maximum be geringerem Mangangehalt liegt, etwa bei Mn_3Sn, entsprechend 58,1 Proz. Mn, denn die zweite Legierung auf unserer Tabelle ha eine andere thermische Vorgeschichte, als die anderen drei, und die thermische Vorgeschichte hat auf magnetische Eigenschaften wie besonders auch Asteroth nachgewiesen, große Einflüsse.

Als Maß des auftretenden remanenten Magnetismus se angegeben, daß die Probe mit 66,3 Proz. Mn eine Remanenz $\mathfrak{B}_0 = 130$ hat, allerdings hatten wir mit dem Magnetometer, wie oben bemerkt, keineswegs angenähert Sättigung erreichen können

[1]) Trenkle, Erlanger Sitz.-Ber., 16. Dez. 1904. Ann. d. Phys. (4) 19 692, 1906.

lann wurden analoge Messungen an Mangan-Antimon-
n vorgenommen. Über Mangan-Antimonlegierungen ist
Fr. Heusler[1]) ebenfalls von Williams[2]) gearbeitet
Was jedoch die magnetischen Eigenschaften anlangt, so
ebenso wie bei den Mangan-Zinnlegierungen, wenn
dann nur kurze Bemerkungen über die Lage der Um-
unkte und nur relative Angaben über die Größe der
barkeit der einzelnen bei diesen Legierungen vor-
Verbindungen. Herr Dr. Heusler überwies mir aus
schen Laboratorium der Isabellenhütte in Dillenburg
mit folgenden Gewichtsprozenten Mangan zur Unter-

0,4 Proz.	15,8 Proz.	33,7 Proz.
7,4 „	40,9 „	44,4 „ a
4,4 „ b	etwa 45 „	

4,4 Proz. a unterscheidet sich von 44,4 Proz. b nicht
emischen Zusammensetzung, sondern nur in ihrer
Vorbehandlung. 44,4 Proz. b ist in Wasser ab-
während 44,4 Proz. a langsam erkaltete. Zunächst
e von Williams angegebene Lage der magnetischen
punkte und konnte diese bestätigen. Ich fand, daß
gen mit einem Mangangehalt von 10,4 bis 40,9 Proz.
dlungspunkt bei $\sim 330^0$ hatten, während der Um-
kt der Legierung mit etwa 45 Proz. Mn schon bei
Einen Übergang konnte ich, wie auch schon Williams
falls nicht bemerken. Den Umwandlungspunkt bei
ot Williams einer Verbindung Sb_2Mn_3 (entsprechend
en Umwandlungspunkt bei $\sim 270^0$ einer Verbindung
rechend 47,8 Mn). Um die Legierungen in einen
tischen Zustand zu bringen, alterte ich sie zunächst
dann nochmals vier Stunden in siedendem Xylol
chmals vier Stunden in siedendem Naphtalin (218°)
e Legierungen mit einem Umwandlungspunkt bei

LER, Schrift der Marburger Gesellschaft (N. F.), S. 256 und
lag, 1904.
l. c.
bei der Korrektur: und von E. Wedekind, ZS. f. Elektro-
5; diese Verh. 7, 412, 1906; Chem. Ber. 40, 1259, 1907.

$\sim 330^0$ vier Stunden in siedendem Glycerin (290^0). Jedesmal be stimmte ich die Magnetisierungsintensität und fand, daß be diesen Legierungen in der Tat ein Altern stattfindet wie bei de Mn-Al-Bronzen und das Maximum der Magnetisierungsintensitä schon nach vierstündigem Altern bei 140^0 erreicht war.

Tabelle II für die Mangan-Antimonlegierungen:

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$ der jungfräulichen Kurve für Legierungen mit folgenden Mn-Proz.						
	10,4	15,8	33,7	37,4	40,9	44,4	etwa 45
50	108	240	320	190	160	209 * 120	180
100	215	440	600	390	315	430 * 280	380
150	303	640	880	545	455	590 * 490	550

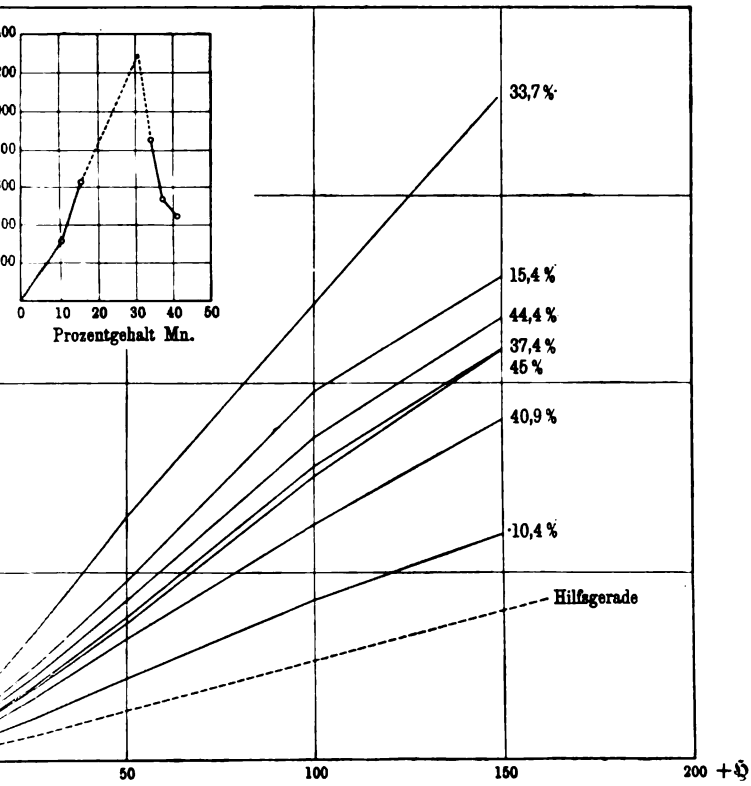
* bedeutet, daß diese Messungen an einer bei Dunkelrotglut in Wasse abgeschreckten Probe von derselben chemischen Zusammensetzung vor genommen sind.

Die magnetischen Aufnahmen wurden auch hier mit dem Magnetometer ausgeführt nach der bei den Mn Sn-Legierunge besprochenen Methode. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle I zusammengestellt und auch in Kurvenform aufgetragen (Fig. 2) Bei den Kurven fällt besonders der fast vollkommen linear Verlauf auf, der beweist, daß noch kaum eine Annäherung a Sättigung angedeutet ist, da die Richtung der fast linearen Kurve von der der Hilfsgeraden abweicht. In Tabelle II sind für di Legierung mit 44,4 Proz. Mn immer zwei Werte angegeben. Her Dr. HEUSLER hatte mir zwei Legierungen mit 44,4 Proz. Mn zu Messung übergeben, die sich nur dadurch unterschieden, daß di eine rotglühend in Wasser abgeschreckt worden war. Die mit versehenen Werte sind die Werte der abgeschreckten Legierung

Die Werte unterscheiden sich wesentlich, wir sehen also entsprechend den ASTEROTHschen Resultaten eine starke Ab hängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der thermischen Vorbehandlung. Da überdies die Magnetisierung sämtlicher Probe relativ klein ist, so beabsichtige ich nicht, aus diesen physikalischen Daten Schlußfolgerungen auf die chemische Konstitution de

nantimonlegierungen zu ziehen, in welchen man chemische dungen auch dann annehmen würde, wenn die magnetischen chaften derselben fehlen würden. Es sei jedoch bereits an Stelle auf eine Abhandlung verwiesen, welche Herr HEUSLER

Fig. 2.



bschluß anderweiter Versuchsreihen in der Zeitschrift für nische Chemie veröffentlichen wird.

ahrscheinlich liegt ein Maximum der Magnetisierbarkeit en 15,8 Proz. und 37,4 Proz. Unter Hinzunahme der Legierung ,7 Proz. Mn kann man nämlich ungezwungen graphisch Nebentafel in Fig. 2) durch Interpolation die Lage des ums bei etwa 31 Proz. konstruieren, entsprechend einer mensetzung MnSb. Ein zweites Maximum scheint oberhalb

41 Proz. zu liegen. Die bei den magnetometrischen Messungen mit einer maximalen Feldstärke von 200 CGS auftretende Remanenz ist gering, wie bei den MnSn-Legierungen; dies war zu erwarten; denn in beiden Fällen handelt es sich um gepulverte Proben. Doch tritt an kompakten Stücken äußerst starker remanenter Magnetismus auf, wenn man solche Manganantimonstücke einem starken Feld, etwa dem eines kräftigen Elektromagneten, ausgesetzt hat. Man kann dann diesen großen remanenten Magnetismus sehr leicht durch die starke polare Wirkung der Legierungen auf eine einfache Kompaßnadel erkennen. Wegen der unregelmäßigen Form der unbearbeitbar spröden kompakten Stücke hätte eine quantitative Bestimmung ihrer Remanenz keine Bedeutung gehabt.

Marburg i. H., Physikalisches Institut der Universität,
Februar 1908.

Einige Versuche über die Sekundärstrahlen des Radiums;

von H. Starke.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. oben S. 243.)

I. Versuche, eine Entstehung von γ-Strahlen bei dem uftreffen von β-Strahlen auf feste Körper nachzuweisen.

1. Ermutigung zur Untersuchung der Frage, ob β-Strahlen ei ihrem Auftreffen auf ein materielles Hindernis eine Art öntgenstrahlung erzeugen, ist in der Literatur genügend vor- anden. Seit jeher hat man die sehr durchdringende, magnetisch cht ablenkbare γ-Strahlung als eine Art Röntgenstrahlung an- esehen, hervorgerufen durch die β-Strahlen. Man sah sich erzu insbesondere dadurch veranlaßt, daß in der Strahlung von ıbstanzen, welche schnellere β-Strahlen aussenden, auch stets -Strahlen enthalten sind. Die geringe Absorbierbarkeit der tzteren fand in der großen Geschwindigkeit der β- gegenüber en Kathodenstrahlen genügende Erklärung. Die Analogie mit athoden- und Röntgenstrahlung erwies sich als eine noch weiter- ehende, als gefunden wurde, daß Aktinium, eine Substanz, welche elativ langsame β-Strahlen aussendet, auch eine weniger durch- ringende γ-Strahlung aufweist. Dies bildet eine vollständige arallele zu der Tatsache, daß die Röntgenstrahlen um so ab- orbierbarer sind, je geringere Geschwindigkeit die auf die Anti- athode treffenden Kathodenstrahlen haben. Eine weitere Ähn- chkeit zwischen beiden Strahlenarten besteht nach R. D. Kleeman Phil. Mag. (6), **14**, 618, 1907) in ihrer Inhomogenität und der je ach ihrer Absorbierbarkeit verschiedenen Fähigkeit, Sekundär- trahlen zu erzeugen. Man sollte nach allem wohl erwarten, daß ie Elektronen der β-Strahlen, ebenso wie es die der Kathoden- trahlen tun, bei einem Stoppen durch das Auftreffen auf materielle Körper, eine magnetisch unablenkbare Strahlung von ionisierender Kraft geben könnten. Indessen haben einige Versuche, welche ch in dieser Richtung angestellt habe, nur negative Ergebnisse

gehabt. Es ließ sich bei keinem Reflektor eine Erzeugung von γ-Strahlen bemerken.

2. Die ersten Versuche wurden in einfachster Weise so ausgeführt, daß ein durch eine Bleiplatte vor β-Strahlen geschütztes Elektroskop der Einwirkung der γ-Strahlen eines freistehenden Radiumpräparates unterworfen und nunmehr zugesehen wurde, ob eine Vermehrung der Entladegeschwindigkeit eintrat, wenn Platten verschiedener, insbesondere spezifisch schwerer Substanzen mit der Front nach dem Elektroskop zu, d. h. also auf der dem Elektroskop abgewandten Seite, an das Radiumpräparat gelehnt wurden. Das letztere bestand dabei aus 6 mg reinen Bromids, welche in ein sehr dünnwandiges Glasröhrchen von etwa 1 mm Durchmesser gefüllt waren, so daß das Präparat ein stark aktives Säulchen von etwa $1^1/_2$ cm Länge bildete. Die Platten waren auf diese Weise einer intensiven Strahlung ausgesetzt und hätten gewissermaßen als Antikathode dienen sollen. Beobachtet wurde die Zeit, welche gebraucht wurde, um das Goldblattelektroskop, welches auf 240 Volt aufgeladen ungefähr 45° Ablenkung erhielt, um einen gewissen Winkel, der etwa 50 Volt entsprach, zu entladen. Diese Zeit soll Entladungszeit genannt werden. Das Blättchen des Elektroskops wurde vergrößert auf eine Bogenskala projiziert und die Zeiten des Durchgangs durch festgelegte Teilstriche mit einem Chronometer festgestellt. Das Gehäuse des Elektroskops war auf der Seite des Strahleneintritts mit 0,025 mm dicker Aluminiumfolie geschlossen. Das Radiumröhrchen stand aufrecht, mit der Spitze in eine Paraffinplatte gesteckt. Einen geringen stets gleichbleibenden Verlust wies das Elektroskop ständig, auch ohne das genäherte Radium auf. Veranlassung war eine schwache Aktivität des Instruments. Wo es notwendig war, wurde dieser Verlust durch eine entsprechende Korrektion berücksichtigt. Da alle Beobachtungen dasselbe zeigten, nämlich daß kein Einfluß durch die Anlehnung einer Platte an das Radiumpräparat zu bemerken ist, so sei nur eine Messungsreihe wiedergegeben:

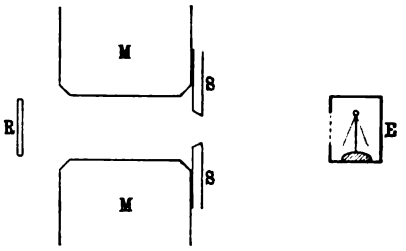
Vor dem Elektroskop 2 cm starke Bleiplatte. Entladungszeiten:

Ohne Radium	450 sec
Radium allein	92 „
„ mit Bleiplatte	93 „
„ „ Aluminiumplatte	92 „
„ „ Paraffinplatte	92 „

Es tritt also zu der γ-Strahlung des Radiumpräparats jedenlls keine bemerkbare vom Reflektor ausgehende γ-Strahlung eicher Durchdringungsfähigkeit hinzu.

3. Man könnte noch annehmen, daß eine leicht absorbierre γ-Strahlung bei dem Auftreffen der Radiumstrahlen auf ste Körper entstünde. Jedoch auch dieses scheint nicht der ll zu sein, wie folgende Versuche mit einer Anordnung, wie Fig. 1 skizziert, erwiesen. Das Radiumpräparat R, in 28 cm ntfernung vom Elektroskop ohne zwischengeschalteten eischirm aufgestellt, gab eine ntladungszeit von 25,2 sec. urde an das Radiumröhrchen ne Bleiplatte angelehnt, so nk wegen der jetzt hinkommenden sekundären β-rahlung des Bleis die Entdungszeit auf 18,5 sec. Die Strahlen durchsetzten dabei den vischenraum zwischen den Polen eines nicht erregten Elektroagneten M, M. Wurde jetzt ein kräftiges Magnetfeld erzeugt, so rden die β-Strahlen ganz beiseite geworfen, und das Elektrokop nur von γ-Strahlen getroffen. Die Entladungszeit stieg abei auf 153 sec und änderte nunmehr sich gar nicht, wenn eine lei- oder Aluminiumplatte an das Radiumpräparat gelehnt wurde. s ist dies ein Beweis dafür, daß keine neuen unablenkbaren -Strahlen durch das Anbringen der Metallplatten erzeugt wurden, enigstens nicht solche, welche 28 cm Luft durchdringen können. ei diesem Versuch muß man durch Anbringung eines Bleipalts $S\,S$, der etwas enger ist, als der Abstand der Magnetpole eträgt, an der dem Elektroskop zugewandten Seite der Magnetole dafür Sorge tragen, daß keine Sekundärstrahlen, welche an er Innenfläche der Pole reichlich erzeugt werden, das Elektrokop treffen. Dies täuscht leicht eine Änderung vor. Weil nämch die Intensität der β-Strahlen des Radiumpräparats durch die nlehnung der Metallplatte an dasselbe wächst, wächst auch die Quantität der Sekundärstrahlen. Ob solche in merklicher Menge las Elektroskop treffen, erkennt man aus Absorptionsversuchen. chaltet man Aluminiumschichten bis etwa $^1/_2$ mm Dicke vor das

Fig. 1.



Elektroskop, so darf die Entladungszeit nicht wesentlich zunehmen, wenn nur γ-Strahlen vorhanden sind. Vorhandene Sekundär-β-Strahlen der Magnetpole erkennt man sogleich an merklich steigender Entladungsdauer. Folgende Versuchsreihe wurde bei genügendem Schutz vor solchen Sekundärstrahlen erhalten:

	Ohne Radium	455	sec	
	Radium allein	153	„	Mit erregtem Magnetfeld
	Radium + Bleiplatte	153	„	
	Radium + Aluminiumplatte .	152	„	
Vor dem Elektroskopschirm	Aluminium 0,2 mm	152	„	
	„ 5 „	155	„	
	Radium allein	25,2	„	Ohne Magnetfeld
	Radium + Bleiplatte	18,5	„	
Vor dem Elektroskop	Aluminiumschirm von 0,56 mm Dicke	53	„	

Aus den mitgeteilten Messungen ergibt sich als Beantwortung der oben gestellten Frage, daß eine Erzeugung von γ-Strahlung, harter sowohl wie weicher, bei dem Auftreffen der Radium-β- und γ-Strahlung auf feste Körper nicht stattfindet, wenigstens nicht in einem mit der geschilderten Anordnung bemerkbaren Betrage. Es ist daraus zu schließen, daß auch die β-Strahlen allein eine γ-Strahlung nicht erzeugen, und es war nicht erst nötig, die β-Strahlen, mit Hilfe eines Magnets von γ-Strahlen isoliert, auf die Körper strahlen zu lassen und nach einer etwa entstehenden γ-Strahlung zu suchen. Das negative Ergebnis dieser Versuche scheint mir mit der Annahme einer Entstehung der γ-Strahlen aus den Impulsen der sich losreißenden β-Partikel nicht recht im Einklang zu stehen. Annehmen könnte man allerdings noch, daß die elektromagnetischen Impulse bei dem Loßreißen der Elektronen aus der radioaktiven Substanz andersartige sind wie bei dem Stoppen derselben durch Materie, und daß, vielleicht wegen größerer Plötzlichkeit des ersteren Vorganges, bei diesem γ-Strahlen entstehen, während sie im letzteren Falle ausbleiben. Dies wäre ein entgegengesetztes Verhalten wie bei den Kathoden- und Röntgenstrahlen.

Von Interesse ist die Frage, ob sich Kathoden- und Röntgenstrahlen einerseits, β- und γ-Strahlen andererseits ähnlich hinsichtlich ihrer gleichzeitig auftretenden Energiemengen verhalten. Das Verhältnis $E_r : E_k$, welches den Bruchteil der Kathoden-

rahlenenergie angibt, welcher in Form von Röntgenstrahlen auf-
itt, ist von W. WIEN [1]) und Miss E. CARTER [2]) durch Messung
er erzeugten Wärmemengen bestimmt und bei einem Entladungs-
otential von 59 000 Volt für Platin als Antikathode ungefähr
eich ein Tausendstel gefunden worden. Der Quotient ist der
pannungsdifferenz im Entladungsrohr proportional, dagegen un-
bhängig von Stromstärke und Unterbrechungszahl. Für Metalle
eringeren Atomgewichts ist er kleiner. Für β- und γ-Strahlen
egen meines Wissens Wärmebestimmungen nicht vor, dagegen
ann man ihr Energieverhältnis aus anderen Daten berechnen.
ie obigen Zahlen haben gezeigt, daß die Ionisierung im Elektro-
kop durch Fortnahme der β-Strahlen mit Magnetfeld auf den
wa neunten Teil sinkt. Dies stimmt mit der Beobachtung von
cCLELLAND überein, der durch eine die β-Strahlen gerade ab-
altende Bleiplatte die Ionisation auf etwa ein Zehntel geschwächt
nd (Phil. Mag., July 1904). Berechnet man indessen die von
en β- und die von den γ-Strahlen für sich im gesamten
nisationsbereich erzeugten Ionenmengen, so findet man diese
wa gleich (RUTHERFORD, Die Radioaktivität, übers. v. ASCHKINASS,
erlin 1907, S. 207). Nimmt man an, daß zur Erzeugung einer
ewissen Ionenzahl eine bestimmte Energiemenge erforderlich ist,
o wäre daraus auf etwa gleiche Energie der β- und γ-Strahlen
es Radiums zu schließen. Faßt man die γ-Strahlen als Folge-
rscheinung der Losreißung der β-Partikel auf, so wäre der Vor-
ang hier also wesentlich produktiver als bei den Röntgen- und
athodenstrahlen. Selbst wenn man berücksichtigt, daß die
-Strahlen an Geschwindigkeit Kathodenstrahlen von 200 000 bis
00 000 Volt Entladungspotential entsprechen, und annimmt, daß
as Proportionalitätsgesetz für die Umwandlung in Röntgen-
trahlen bis hierher bestehen bleibt, so wäre erst eine Umwand-
ung von 1 Proz. der β- in γ-Energie zu erwarten.

I. Menge und Absorbierbarkeit der von verschiedenartigen Reflektoren erzeugten Sekundärstrahlen.

4. Während also die γ-Strahlung nicht vermehrt wurde, so
erfuhr dagegen die nach dem Elektroskop strahlende β-Strahlung

[1]) Ann. d. Physik (4) 18, 991, 1905. — [2]) Ebenda 21, 955, 1906.

durch das Hinzutreten der Sekundärstrahlung einen bedeutende Zuwachs, wenn an das Radiumröhrchen eine Platte eines feste Körpers gelehnt wurde. Der Zuwachs war je nach der Substan des Körpers verschieden, betrug bei Blei 35 Proz., Aluminiu 12 Proz., Paraffin 4 Proz. Die im Elektroskop beobachtete Strahlungsintensitäten waren, die des Radiums allein gleich 10 gesetzt:

	Radium allein	100
Mit hintergestellter Platte aus	Blei	135
	Aluminium	112
	Paraffin	104

Die gesamte hinzutretende Sekundärstrahlung der drei Sub stanzen Paraffin, Aluminium, Blei muß sich danach wie 4:12:3 oder etwa wie 1:3:9 verhalten. Diese Zahlen haben sich auch durch die direkten Messungen als richtig erwiesen.

Wurden vor das Fenster des Elektroskops Schichten wachsen der Dicke aus Aluminium gestellt, so wurde der Zuwachs durch das Anlegen der Metallplatte an das Radiumpräparat immer ge ringer, als ein Zeichen, daß die schnellen Strahlen des Radium nur wenig Zuwachs erfahren. Strahlen, welche 5 mm Aluminiu durchdringen, werden selbst durch Blei, welches die wenigst ab sorbierbaren Sekundärstrahlen liefert, nicht mehr in nennens wertem Betrage erzeugt. In folgender Tabelle gibt die erst Kolumne die Dicke des vor das Elektroskop gestellten Aluminium schirms, die zweite die prozentische Strahlungsvermehrung durch eine an das Radiumpräparat gelehnte Bleiplatte:

Aluminium-schichtdicke	Strahlungsvermehrung durch Bleiplatte	Aluminium-schichtdicke	Strahlungsvermehrung durch Bleiplatte
—	36 Proz.	0,56 mm	28 Proz.
0,025 mm	32 „	1,11 „	16 „
0,115 „	35 „	2,10 „	9 „
0,230 „	32 „	5,0 „	—

5. Die Sekundärstrahlen des Radiums sind bereits von mehreren Beobachtern (H. Becquerel, C. R. **132**, 371, 734, 1286, 1901; A. S. Eve, Phil. Mag. (6) **8**, 669, 1904; McClelland, Phil. Mag (6) **9**, 230, 1905; Dubl. Trans. (9) **9**, 1906; S. J. Allen, Phys. Rev. **23**, 65, 1906) auf ihre Menge und ihre Absorbierbarkeit, welche letztere ja ein gewisses Maß für die Geschwindigkeit gibt,

ntersucht worden. H. Becquerel und S. J. Allen haben auch eschwindigkeitsvergleichungen durch Ablenkungsbeobachtungen, er erstere auf photographischem Wege, letzterer nach elektrischer ethode, ausgeführt. Das Resultat der bisherigen Messungen ist, aß verschiedene Substanzen ein verschiedenes Emissionsvermögen ir Sekundärstrahlen besitzen, derart, daß im allgemeinen die ichtere Substanz mehr emittiert. Die Gesamtheit der erzeugten ekundärstrahlen ist um ein Geringes absorbierbarer als die irekten Strahlen. Die Absorbierbarkeit weist geringe Unterhiede je nach der Natur des Reflektors auf, indem der dichtere örper im großen und ganzen die durchdringendere Strahlung efert. Abweichend soll sich nach Eve Schiefer verhalten, dessen ekundärstrahlung sehr durchdringend, noch weit weniger abrbierbar als die des Bleis, gefunden wurde. Die von Eve erltenen Zahlen seien für einige Stoffe angegeben.

	S_{II}	λ_{Al}	λ_{Pb}
Blei	141	18,5	95
Schiefer	53	12	89
Aluminium	42	24	114
Ebonit	32	26	168
Paraffin	17	21	155

Die erste Kolumne gibt die Intensität der Sekundärstrahlung, ie beiden nächsten Reihen die Werte des Absorptionskoeffizienten λ, uf das Centimeter berechnet, aus der Absorption in einer 0,085 cm icken Aluminium- und einer 0,004 cm dicken Bleiplatte. Man ieht den kleinen Wert von λ für Schiefer. Es findet sich auch ie Bemerkung, daß die Sekundärstrahlung ziemlich homogen sei.

6. Im folgenden sei eine Anzahl von Beobachtungen mitteilt, welche das vorhandene Messungsmaterial in einigen unkten erweitern. Über die Genauigkeit der angegebenen Zahlen ei bemerkt, daß die Beobachtungen oft zu verschiedenen Zeiten iederholt wurden, und die Abweichungen in den Werten des bsorptionskoeffizienten λ im äußersten Fall etwa 10 Proz., meistens ber weniger betrugen. Die λ wurden auf das Centimeter aus der ormel $J = J_0 e^{-\lambda d}$ berechnet. Sie ergeben sich verschieden für

verschiedene Dicken d, und bildet diese Verschiedenheit ein u
gefähres Maß für die Inhomogenität der Strahlung.

Zunächst wurde λ in Aluminium für die direkt benutzt
Strahlen bestimmt. Als solche dienten die vereinigten β- u
γ-Strahlen des in einem dünnwandigen Glasröhrchen befindlich
Radiumsalzes, für eine Beobachtungsserie waren es auch
durchdringenderen Strahlen, welche übrig blieben, wenn d
Radiumröhrchen in 0,55 mm dickes Aluminiumblech eingehüllt w

Dicke des absorbierten Bleies mm	Radium allein	Radium mit angelehnter Bleiplatte	Radium in 0,55 mm Alumini gehüllt
0,115	25,4	26,6	14,0
0,230	23,0	25,5	12,7
0,430	19,5	23,0	12,0
0,56	17,0	21,5	11,8

Wurde das Radiumbromid in 3 mm dickes Aluminiumble
gehüllt, so sank λ auf 7—9, hinter 2 cm dicker Bleiplatte sog
bis 0,33. Letzteres wäre also λ für γ-Strahlen, die 2 cm B
passiert haben.

7. Die kleine Vergrößerung des Absorptionskoeffizienten
welche sich zeigt, wenn an das Radiumpräparat eine Bleiplat
gelehnt wird, deutet darauf hin, daß unter den Sekundärstrahl
stärker absorbierbare Strahlen enthalten sind. Die folgen
Tabelle gibt die Werte von λ für Aluminium, welche bei ve

Dicke der absorb. Schicht mm	Reflektor aus							
	Blei	Messing	Alum.	Flintgl.	Crownglas	Schiefer	Ebonit	Paraf
0,025	51	60	66	52	66	69	61	130
0,115	46	49	55	40	54	59	52	73
0,230	37	40	48	36	45	51	47	65
0,430	31	35	39	—	—	—	—	—
0,56	29	30	34	28	32	40	38	—
0,76	27	—	—	—	—	—	—	—
0,87	25	26	31	—	—	—	—	—
1,11	22	—	—	22	—	—	—	—
2,10	18	19	18	—	—	—	—	—

chiedenen Dicken des absorbierenden Schirms für die Sekundärtrahlen verschiedener Substanzen erhalten wurden.

Die Reflektoren waren sämtlich quadratische Platten von 5 cm eitenlänge und etwa 1 cm Dicke. Die Anordnung war die beannte. Das Elektroskop, durch 6 cm dickes Blei gegen die direkten trahlen geschützt, wurde nur von den Sekundärstrahlen getroffen. ie absorbierenden Aluminiumschirme wurden direkt vor das enster des Elektroskops gestellt, welches von Anfang an bereits urch ein dünnes Aluminiumblatt (0,025 mm) verschlossen war.

Aus der Tabelle ist folgendes zu entnehmen. Die Sekundärtrahlen sind stark inhomogen, in viel beträchtlicherem Maße, als ie direkten Strahlen und als die bisherigen Messungen mit dickeren bsorptionsschirmen für die Sekundärstrahlen ergeben haben.

An einem sehr dünnen absorbierenden Schirm gemessen, erscheint λ sehr groß. Es sind also unter den Sekundärstrahlen olche vorhanden, welche eine beträchtlich größere Absorbierbarkeit besitzen. Dies ist besonders für Paraffin der Fall. Die on Blei zerstreute Strahlung ist durchdringender als die von luminium ausgesandte. Das untersuchte Flintglas, schwerstes, ntensiv gelb gefärbtes Flint von Schott und Gen., verhält sich ie Blei, während leichtes Crownglas in seinem Verhalten dem luminium gleich ist. Es mag hier beiläufig bemerkt werden, aß die Sekundärstrahlung der Röntgenstrahlen sich in diesem unkte umgekehrt verhält, indem hier die Strahlung des Bleies ie absorbierbare ist.

Die Intensitäten der Sekundärstrahlung verschiedener Reflektoren ergaben sich im Vergleich zur Strahlung des Aluminiumreflektors, diese gleich 1 gesetzt, zu:

Blei	Flintglas	Messing	Crownglas	Aluminium	Schiefer	Ebonit	Paraffin
2,76	2,28	1,8	1,06	1	0,96	0,77	0,32

Das auffallende abnorme Verhalten, welches, wie oben gesagt, nach Eve Schiefer zeigen soll, habe ich nicht beobachten können. Vielleicht ist dasselbe einer geringen Radioaktivität der benutzten Probe zuzuschreiben, welche Herrn Eve entgangen ist.

8. Es wurden auch die Sekundärstrahlen der verschiedenen Substanzen untersucht, wenn nur schnellere primäre Strahlen auf den Reflektor treffen, indem das Radiumpräparat mit Aluminiumblech von 0,55 mm Dicke umhüllt wurde. Der Absorptions-

koeffizient der direkten Strahlen hat an Schichtdicken von etw
$^1/_{10}$ bis $^1/_2$ mm gemessen die Werte 14 bis 11,8, wie oben a
gegeben wurde. Die Werte von λ für die Sekundärstrahlen sin
nicht wesentlich andere wie im früheren Fall, als die gesam
β-Strahlung auf den Reflektor fiel. Es seien nur einige Zahl
für Blei und Aluminium angegeben:

Dicke des absorbierenden Schirms	Bleireflektor	Aluminium-reflektor
0,025 mm	52	67
0,115 „	31,5	46
0,230 „	30	41

III. Sekundärstrahlen von Reflektoren verschiedener Dick

9. Wenn unter den Sekundärstrahlen sich so leicht a
sorbierbare befinden, so können diese nur aus den oberst
Schichten des Reflektors stammen, während die durchdringendere
auch von tieferen Stellen herrühren können. Es ist daher a
zunehmen, daß in der Strahlung, welche von einem sehr dünne
Reflektor ausgeht, die leicht absorbierbaren Strahlen einen wesen
lich größeren Prozentsatz bilden, als in der von einem dicke
Reflektor zerstreuten Strahlung. Die im folgenden mitgeteilte
Absorptionsmessungen an der Strahlung verschieden dicker Reflek
toren bestätigen diese Vermutung durchaus. Die Werte von
für absorbierende Aluminiumschirme erweisen sich als stark ab
hängig von der Dicke des Reflektors und nehmen sehr groß
Werte an, wenn derselbe sehr dünn ist. Gleichzeitig werde
dann auch die Intensitäten der Sekundärstrahlung sehr schwach
weswegen es unmöglich wird, mit hinreichender Genauigkeit λ fü
größere Schichtdicken des absorbierenden Aluminiumschirms z
ermitteln. Die letzte Zeile jeder Tabelle gibt das Verhältnis de
Intensitäten der Sekundärstrahlung, die Intensität für den dickste
Reflektor gleich 1 gesetzt. Oberhalb einer gewissen Schichtdicke
welche für die verschiedenen Substanzen verschieden groß ist un
etwa 2 bis 5 mm beträgt, wird eine weitere Vergrößerung der
selben einflußlos. Der Einfluß der Schichtdicke auf die Meng
der Sekundärstrahlen ist übrigens bekannt und die für die maxi
male Emission nötige Dicke der Schicht z. B. von Mackenzi

nittelt worden (Phil. Mag., July 1907, S. 184). Die folgenden hlen geben die Messungsresultate, die ich an der Strahlung rschieden dicker Reflektoren aus Aluminium, Ebonit und dem h durch besonders weiche Sekundärstrahlen auszeichnenden raffin erhalten habe:

1. Reflektor Aluminium.

ke der absorb. minumschicht mm	Reflektordicke				
	6 mm	4 mm	0,55 mm	0,115 mm	0,025 mm
0,025	60,5	61	65,5	80	145
0,115	53	54	57	75	100
0,23	48	48	51	64	—
0,56	32	35	40	52,5	—
rh. d. zerstr. Mengen . .	1 :	1 :	0,95 :	0,65 :	0,22

2. Reflektor Ebonit.

Dicke der absorb. Aluminiumschicht mm	Reflektordicke			
	10 mm	7,6 mm	0,6 mm	0,33 mm
0,025	63	61,5	85,5	106
0,115	54	52	63	76
0,23	45	47	53	66
0,56	36	38	44	—
Verh. d. zerstr. Mengen . .	1 :	1 :	0,86 :	0,62

3. Reflektor Paraffin.

Dicke der absorb. Aluminiumschicht mm	Reflektordicke		
	20 mm	10 mm	etwa 0,5 mm
0,025	123	130	160
0,115	75	73	100
0,23	62	65	—
Verh. d. zerstr. Mengen . .	1 :	1 :	etwa 0,5

Die großen Zahlen für die Absorptionskoeffizienten zeigen daß aus einer dünnen Oberflächenschicht des Reflektors ziemlich stark absorbierbare Strahlen austreten.

10. Diese Versuche fordern zu einem Vergleich mit dem Verhalten auf, welches dünne Metallschichten gegenüber Kathodenstrahlen zeigen. Dies Verhalten ist von S. R. WILLIAMS (Phys. Rev. **23**, 1, 1906) studiert worden. Es ist in bezug auf die Menge der vor das Metallblättchen zurückgeworfenen Strahlen etwa das gleiche, indem diese Menge unterhalb einer gewissen kritischen Dicke des Blättchens kleiner wird. Die kritische Dicke hängt außer von der Natur der Substanz auch vom Entladepotential d. h. der Geschwindigkeit der Strahlen ab. In der Geschwindigkeitsverteilung besteht dagegen ein Unterschied, der in dem Umstand begründet ist, daß die primären Kathodenstrahlen homogen sind, und daß sie in der Reflektorsubstanz einen Geschwindigkeitsverlust erleiden. Fallen homogene Kathodenstrahlen auf ein dickes Blättchen, so sind in der von letzterem ausgesandten diffusen Strahlung mehr langsamere Strahlen, die mit Geschwindigkeitsverlust aus dem Inneren herauskommen, enthalten, als bei einem dünnen Blättchen. Die inhomogene diffuse Strahlung eines dünnen Blättchens, welche durch eine homogene auftreffende Strahlung veranlaßt ist, ist also im Falle der Kathodenstrahlen wie auch die WILLIAMSschen Messungen ergeben haben, durchschnittlich weniger ablenkbar, d. h. schneller und weniger absorbierbar, als die von einem dicken Blättchen ausgehende, welche inhomogener ist und mehr Strahlen enthält, die Geschwindigkeitsverluste erlitten haben. Die Blättchendicke hat also hier den umgekehrten Einfluß wie bei den Strahlen des Radiums.

IV. Nach der hinteren Seite des Reflektors austretende Sekundärstrahlen.

11. Es ist ohne weiteres klar, daß weder ein sehr dicker noch ein sehr dünner Reflektor nach seiner hinteren Seite zu Sekundärstrahlen liefern kann. Im ersteren Fall wird alles absorbiert, im zweiten Fall ist nicht genügend Material zur Erzeugung von Sekundärstrahlen vorhanden. Es folgt daraus, daß die hinten sich zeigende sekundäre Strahlenmenge bei einer gewissen Schichtdicke, welche von Substanz zu Substanz verschieden

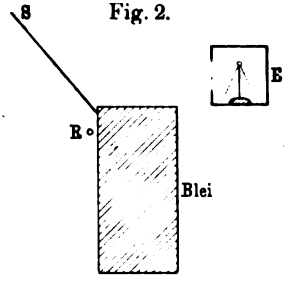
in wird, ein Maximum erreicht. Dies bestätigt die folgende abelle. Die erste Kolumne gibt die Dicke des Aluminium-flektors, die zweite die beobachteten Entladungszeiten im Elektro-op, die dritte Kolumne endlich die daraus berechneten relativen tensitäten der Sekundärstrahlen, wobei die Maximalintensität eich 1 gesetzt ist.

Dicke des Schirms mm	Entladungszeit	Intensität
0,025	110	0,29
0,05	59,6	0,53
0,1	39,8	0,80
0,2	33	0,96
0,22	31,6	1,00
0,25	34	0,93
0,3	39,8	0,80
0,56	53	0,60
1,11	100	0,32

Zeichnet man die Werte der Intensitäten in ein Koordinaten-stem mit der Schirmdicke als Abszisse, so erhält man eine rve, welche nach dem Maximum einen Wendepunkt hat, indem e Kurve sich asymptotisch der Abszissenachse nähert.

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2, e wohl ohne Kommentar verständlich ist. ndere Metalle an Stelle des Aluminiums s Schirme benutzt, haben natürlich bei nderer Dicke maximale Wirkung. Auch nter Bleischirmen erhält man lebhafte kundärstrahlen. Wenn auch die Ab-rption größer ist, so ist dafür auch das nissionsvermögen bedeutender. Blei-hirme von 0,1 und 0,2 mm Dicke, an Stelle des Aluminiumschirms setzt, ergaben z. B. Entladungszeiten von 38 sec und 59 sec.

Fig. 2.



Bezüglich ihrer Absorption verhalten sich die hinter dem eflektor auftretenden Sekundärstrahlen ähnlich wie die der orderseite. Sie sind inhomogen, enthalten Strahlen großer Ab-rbierbarkeit, ganz besonders bei dünnen Reflektorschirmen. Dies igt folgende Tabelle, deren erste Kolumne die Dicke des Alu-

miniumreflektors, deren zweite und dritte Kolumne die auf da Centimeter berechneten Absorptionskoeffizienten λ, gemessen a Aluminium von 0,025 und 0,115 mm Dicke, wiedergeben.

Aluminium-reflektordicke mm	λ 0,025 mm	λ 0,115 mm
1,11	41,5	17,3
0,56	41,6	29,2
0,20	86,0	64,5
0,10	136	99,2
0,05	144	125
0,025	167	—

Die hinter den Bleischirmen von 0,1 und 0,2 mm Dicke auf tretenden Sekundärstrahlen hatten einen Absorptionskoeffizienten etwa $\lambda = 14$ für Aluminium, an 0,115 mm starkem Blech ge messen.

12. Von dem Durchgang eines Radiumstrahls durch ein Platte eines festen Körpers hat man sich etwa folgendes Bild z machen. Das auffallende Strahlenbündel durchläuft, im wesent lichen seine Richtung beibehaltend, die Platte und schein sowohl nach seiner Absorbierbarkeit als auch nach direkte Bestimmungen seiner magnetischen Ablenkung, welche vo H. W. SCHMIDT ausgeführt worden sind, im großen und ganze seine Geschwindigkeit beizubehalten. Außerdem findet von jeden Punkte der Strahlenbahn innerhalb der Platte eine Sekundär strahlung bzw. Zerstreuung von Strahlen nach allen Seiten statt Diese diffuse Strahlung ist nach den mitgeteilten Beobachtunge sehr inhomogen und enthält neben Strahlen, welche etwa gleich Absorbierbarkeit wie die primären Strahlen haben, auch wesentlich weichere, welche als langsamere Sekundärstrahlen oder vielleich zum Teil als zerstreute Strahlen anzusehen sind, die einen Ge schwindigkeitsverlust erlitten haben. Solche Strahlen sind in den hinter der Platte direkt weitergehenden Strahlenbündel sicherlich auch enthalten, machen aber einen prozentisch geringen Betrag der Gesamtintensität desselben aus. Ist die durchdrungene Platte sehr dünn, so ist der direkte Strahl hinter der Platte noch vo großer Intensität, und ist die Platte dicker, so wird zwar da primäre Strahlenbündel sehr geschwächt, mit ihm aber auch un

in noch größerem Betrage, die in der Platte erregten ndärstrahlen. Es muß daher eine gewisse und zwar geringe e geben, bei welcher in dem in der ursprünglichen Strahl-ung austretenden Strahlenbündel die weicheren Sekundär-len im prozentischen Maximum vorhanden sind.

V. Sekundärstrahlen der Luft.

13. Erwähnung finden möge hier noch eine beiläufig und wenig Anspruch auf Genauigkeit gemachte Beobachtung, he noch näher zu untersuchen ist. Unter dem Einfluß Radiumstrahlung sendet auch die Luft nach allen Seiten ndärstrahlen aus. Diese scheinen nach einer allerdings wenig uen Messung sehr stark absorbierbar zu sein, indem sie schon h ein Aluminiumblech von 0,115 mm Dicke völlig aufgehalten len. Wurde das Radiumpräparat unmittelbar neben das troskop gebracht, jedoch so, daß das letztere durch eine platte von 4 cm Dicke gegen die direkte Strahlung des iums geschützt war, so betrug die Entladungszeit, d. h. also Zeit einer Spannungsabnahme von 50 Volt, äußerst regelmäßig sec. Wurde das Radium völlig aus dem Raume entfernt, so die Entladungszeit 450 sec. Diese Entladung war durch eine nge Aktivität des Elektroskops verursacht. Wurden jetzt vor dünne Aluminiumfenster des Elektroskops weitere Aluminium-rme steigender Dicke gestellt, so erhielt man folgende Ent-ngszeiten:

Aluminiumdicke mm	Beobachtete sec	Korrigierte sec
0,02	116,5	157
0,115	126,5	175
0,56	127,5	178
5,00	127,5	178
—	108,0	143

Also schon von einer Dicke von 0,115 mm an bleibt die Ent-ezeit konstant 127,5 sec. Diese Entladung ist verursacht durch γ-Strahlen, welche 4 cm Blei durchsetzt haben, also durch miniumschirme selbst von 5 mm Dicke nicht mehr bemerkbar

absorbiert werden. Die Verkleinerung der Entladezeit bis auf 108 sec ist durch die von der Luft erzeugten Sekundärstrahlen bewirkt, da die Aufstellung derartig war, daß andere Körper der Umgebung nicht in das Elektroskop strahlen konnten. Schon durch 0,02 mm Aluminium ist diese Beschleunigung der Entladung bis auf die Hälfte reduziert. Aus diesen Zahlen läßt sich die Absorption der Strahlen nur sehr ungenau berechnen. Zunächst ergeben sich unter Berücksichtigung der Eigenentladung des Elektroskops (450 sec) die in der Tabelle angegebenen korrigierten Werte der Entladungsdauer. Die γ-Strahlen allein bewirken also eine Entladungsdauer von 178 sec; zusammen mit den von der Luft zerstreuten Strahlen eine solche von 143 sec. Daraus berechnet sich die von den Sekundärstrahlen der Luft allein herrührende Entladungsdauer als

$$\frac{1}{\frac{1}{143} - \frac{1}{178}} = 720 \text{ sec}$$

und die Entladungsdauer mit vorgestelltem Schirm von 0,02 mm Dicke zu:

$$\frac{1}{\frac{1}{157} - \frac{1}{178}} = 1285 \text{ sec},$$

und es wird

$$\lambda = \frac{\log \text{nat} \frac{1285}{720}}{0{,}002} = 287.$$

Unter Zugrundelegung dieses hohen Wertes für λ berechnet sich, daß durch 0,0115 cm Aluminium bereits eine Schwächung der Intensität auf deren 28. Teil eintritt. Es würde dies einer in der obigen Tabelle bei 0,115 mm Dicke zu beobachtenden korrigierten Zeit von 176,4 sec, d. h. einer unkorrigierten von 127 sec entsprechen, während der nahe übereinstimmende Wert 126,5 sec beobachtet wurde. Die Übereinstimmung ist bei der ungünstigen Berechnung beinahe unwahrscheinlich gut. Indessen ist sie deshalb möglich, weil alle beobachteten Zeiten dieser Serie ausgezeichnete Genauigkeit hatten, indem sie niemals um mehr als eine halbe Sekunde voneinander abwichen.

14. Zum Schlusse möge noch die Bemerkung Platz finden, daß, dem allgemeinen Brauch folgend, ich die Größe λ als Absorptionskoeffizient bezeichnet habe, während ihr diese Bezeichnung keineswegs zukommt. Die Zahlen für λ haben überhaupt keinen

einfachen physikalischen Sinn, sondern können höchstens dazu dienen, eine ungefähre Anschauung über die Art der Strahlung zu geben, für welche sie berechnet sind. Die absorbierenden Metallblätter wurden bei der vorliegenden Untersuchung stets direkt auf das 0,025 mm dicke Aluminiumblatt gelegt, welches das Elektroskopgehäuse auf der Seite des Strahleneintritts abschloß. Die in das Elektroskop eintretende Strahlung setzt sich daher zusammen aus der direkten und der gesamten in den Absorptionsschirmen erzeugten Sekundärstrahlung. Eine langsame in denselben erregte Sekundärstrahlung von der Größe der Kathodenstrahlgeschwindigkeit könnte dagegen nicht in den Elektroskopraum gelangen. Die direkte Strahlung nimmt mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht ab, die Sekundärstrahlung dagegen zuerst (bis zu einer Schichtdicke von etwa $^1/_4$ mm bei Aluminium) zu und darauf erst ab. Diese Kompliziertheit der Verhältnisse wird noch größer, wenn man bedenkt, daß die Ionisierung bei verschieden schnellen Strahlen nicht mehr ein Maß für ihre Intensität ist, indem sehr langsame, aber auch sehr schnelle Strahlen nicht kräftig ionisierend wirken. Ähnlich steht es mit der photographischen Wirkung, und es ist hier sogar beobachtet worden, daß diese durch Einschaltung eines dünnen Absorptionsschirmes vor der photographischen Platte infolge der Sekundärstrahlung desselben vergrößert wird[1]). Dies würde zu dem widersinnigen Ergebnis eines negativen Absorptionskoeffizienten führen. Innerhalb des Elektroskops werden auch in der Luft und an seinen Wänden Strahlen zerstreut oder sekundär erregt und geben zu unübersehbaren Dingen Veranlassung. Man kann die Größen λ also nicht als bestimmte physikalische Größen ansehen, sondern nur zur ungefähren Orientierung über die Natur einer Strahlung benutzen.

Zusammenfassung.

Die Resultate der vorstehend mitgeteilten Untersuchung sind folgende:

1. Bei dem Auftreffen von β-Strahlen auf feste Körper werden γ-Strahlen nicht in einem durch die angewandte Anordnung be-

[1]) F. Paschen, Physik. ZS. 16, 502, 1904. P. Dobler, Ann. d. Phys. (4) 22, 227, 1907.

merkbaren Betrage erzeugt, weder harte, welche 2 cm Blei durchdringen, noch weiche, welche nur $^1/_4$ m Luft zu passieren haben. Es sind danach die γ-Strahlen des Radiums wohl kaum als eine durch die β-Strahlen hervorgerufene Röntgenstrahlung anzusehen.

2. Die Sekundärstrahlen sind sehr inhomogen und enthalten Strahlen von wesentlich größerer Absorbierbarkeit, als sie die direkten Strahlen aufweisen.

3. Die Sekundärstrahlen des Aluminiums sind absorbierbarer als die des Bleis. Sehr weiche Sekundärstrahlen liefert Paraffin.

4. Sowohl auf der Hinter- als der Vorderseite des Reflektors kommen die weichsten Strahlen aus Schichten, die nahe der Oberfläche sind. Weiche Strahlen werden wohl auch im Inneren erzeugt, aber kommen nicht nach außen, weil sie von der Reflektorsubstanz absorbiert werden. Dünne Reflektoren geben prozentisch viel absorbierbare Strahlen.

5. Die Sekundärstrahlen hinter dem Reflektor haben für eine gewisse Dicke desselben, die von der Natur der Substanz abhängt, eine Maximalintensität.

6. Die von Luft erzeugten Sekundärstrahlen sind (wahrscheinlich) sehr stark absorbierbar.

Paris, Dezember 1907. Laboratoire de Physique Générale (Mme Curie).

Akustische Notizen.

Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen;

II. Zur Erklärung der sog. Reflexionstöne;

von H. Starke.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. oben S 243.)

I. Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen.

1. Eine der größten Streitfragen der Akustik ist die Frage, Tonstöße als besondere Töne gehört werden, d. h. ob z. B., nn zwei Töne m und n erklingen, die m—n-Schwebungen den ndruck eines Tones m—n erzeugen können, wenn sie in genügen- r Zahl pro Sekunde erfolgen. Bekanntlich ist die Entstehung s Differenztones auf diese Weise erklärt und diese Erklärung ch dem Vorgange von LAGRANGE und YOUNG auch von hervor- genden Akustikern, wie z. B. R. KÖNIG, angenommen worden. ese Annahme, welche durch den Satz formuliert wurde, daß s Ohr jede Periodik als Ton wahrnimmt, würde mit der Reso- nztheorie des Hörens unvereinbar sein, und ist deshalb auch n deren Begründer, HELMHOLTZ, auf das entschiedenste bekämpft rden. Trotz vieler stichhaltiger Einwände und der immer mehr Stützen gewinnenden Hörtheorie hat indessen die gegnerische ffassung immer noch ihren Rang zu behaupten gewußt und von vielen Akustikern beibehalten worden, wohl vornehmlich f Grund des positiven Ergebnisses gewisser Experimente, bei elchen man die Entstehung von Tönen beobachtete, wenn man e Intensität eines an sich konstanten Tones auf mechanischem ege künstlich zur Intermittenz brachte. Diese sog. Unter- echungstöne haben die Periode der Intermittenz und ihre Ent- ehung aus Intermittenzen wurde als vollkommen analog der- nigen der Differenztöne aus Schwebungen angesehen.

Im folgenden möchte ich die Methoden der künstlichen Erzeugung von Tonintermittenzen hinsichtlich der Güte ihrer Nachahmung von Schwebungen kurz besprechen und dabei auch auf einen Punkt aufmerksam machen, der mir bei der Überlegung dieser Dinge auffiel und meines Wissens bisher nicht beachtet worden ist.

2. Zunächst, weil sofort als nicht beweisend zu verwerfen, möchte ich die Königsche Methode erwähnen, nach welcher die Töne periodisch schwankender Intensität durch eine Sirene mit periodisch sich ändernder Größe der Luftlöcher erzeugt werden. Wenn bereits die Luftbewegung bei der Tonerzeugung durch die Lochsirene eine sehr komplizierte ist, was sich in der großen Intensität und Zahl der Obertöne kundgibt, so werden bei der von König modifizierten Form die Verhältnisse noch verwickelter. Tatsache ist, daß man neben dem Ton, welcher der Zahl sämtlicher Löcher, auch den Ton, welcher der Zahl der größten Löcher entspricht, deutlich hört. Ihn aber durch die Intensitätsschwankungen zu erklären, d. h. also als nur subjektiv entstehend, geht nicht an, weil von K. L. Schaefer und O. Abraham (Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. 83, 209, 1901) seine objektive Existenz als sinusförmig vorhandener Ton durch seine Verstärkung im Resonator nachgewiesen worden ist. Eine solche ist auch zu erwarten, denn die Ähnlichkeit der genannten Königschen Vorrichtung mit der Wirkung der Wellensirene liegt auf der Hand.

Von den anderen Methoden sind zu nennen: 1. Rotierende Stimmgabel; 2. zwischen Tonquelle und Ohr des Beobachters rotierende Lochscheibe; 3. Übertragung des Tones auf einen Telephonkreis, der mit Unterbrechungsvorrichtung versehen ist. Um diese Methoden hinsichtlich der Treue ihrer Nachahmung von Schwebungen zu vergleichen, analysieren wir erst die Schwebungsbewegung.

3. Zwei Töne m und n gleicher Amplitude ergeben die Bewegung des von ihnen affizierten Körpers

$$\sin 2\pi mt + \sin 2\pi nt$$

oder

$$2 \sin 2\pi \frac{m+n}{2} t \cos 2\pi \frac{m-n}{2} t,$$

d. h. eine Schwingungsbewegung der Periode $\frac{m+n}{2}$, welche dem

thmetischen Mittelton entspricht, und deren Amplitude sinus-
mig mit der Periode $\frac{m-n}{2}$ zwischen positivem und negativem
aximum schwankt. Zweimal in der Zeit einer Periode, also pro
kunde $m-n$ mal, sinkt die Tonstärke auf Null. Das heißt, es
den $m-n$-Schwebungen statt, und die Amplitude erleidet bei
lem Durchgang durch Null einen Phasensprung von 180°, weil
abwechselnd positive und negative Werte annimmt. Wegen
sses Phasensprunges kann der Ton $\frac{m+n}{2}$ einen Resonator seiner
nhöhe nicht zum Ansprechen bringen, weil die Wirkung, welche
nige aufeinanderfolgende Schwingungen desselben auf den
sonator ausüben, durch die schnell folgenden entgegengesetzter
ase ausgelöscht wird.

Gehört werden können sollte der Mittelton dann nicht mehr,
nn zwischen jeder Phasenänderung weniger Schwingungen des-
lben liegen, als im Minimum zur Erregung eines Tones nötig
nd. Über beides, Hörbarkeit des Mitteltones und Minimalzahl
n Schwingungen, welche zur Wahrnehmung der Tonhöhe nötig
t, liegen Angaben in der Literatur vor. Die letztere ist recht
rschieden angegeben worden von 20 (S. Exner, Kries und
uerbach) bis herab zu 2. Die bei weitem größte Mehrzahl
n Untersuchungen stimmt indessen bezüglich der letzteren Zahl
berein. (Pfaundler, W. Kohlrausch, Cross und Maltby,
braham und Brühl, Literatur siehe K. L. Schaefer, Nagels
andb. d. Physiol. d. Menschen 3, 502, 1905.) Über die Hörbar-
eit des Mitteltones gibt C. Stumpf (Tonpsychol. 2, 480, 1890)
n, daß man in der ein- bis dreigestrichenen Oktave bis zum
ntervall der großen Sekunde den schwebenden Mittelton neben
en ruhenden Primärtönen erkennen kann. Wird das Intervall
rößer, so verschwindet dagegen die Wahrnehmbarkeit desselben
öllig. Da bei der großen Sekunde je $8^1/_2$ Schwingungen des
litteltones in die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden
chwebungen fallen, so würde hiernach die Zahl der zur Ton-
ahrnehmung mindestens nötigen Schwingungen größer sein als
wei. Bei dem Intervall einer großen Terz fallen auf jeden Zeit-
aum zwischen zwei Schwebungen $4^1/_2$ Schwingungen des Mittel-
ones; hier ist er gar nicht mehr zu hören. Es ist aber zu be-

merken, daß die Umstände für die Wahrnehmung insofern ungünstig sind, als ja nebenbei noch Töne erklingen, außerdem die Schwingungen des Mitteltones schwankende Amplitude haben, also ein Teil derselben von geringer Intensität ist. Endlich muß es natürlich für die Erregung eines Resonators durch z. B. vier äußere Schwingungen sehr von Belang sein, ob diese gleich nach Ablauf sich in entgegengesetzter Phase wiederholen und so ein Nachklingen des erregten Resonators (Cortische Faser) zerstören, oder ob die erregenden vier Schwingungen einmalige sind.

4. Von den Methoden künstlicher Erzeugung von Schwebungen ahmt den Vorgang der Schwebungen zweier Töne fast vollkommen die Methode der rotierenden Stimmgabel nach. An Stelle der Stimmgabel sind auch rotierende Klangplatten verwendet worden. Im Falle der Stimmgabel erhält man bei einer vollen Umdrehung vier Schwebungen. Bei jeder Überschreitung des Tonminimums findet auch ein Phasensprung der Amplitude um 180° statt, weil ja die Nullzone die Grenze zweier Gebiete bildet, welche in entgegengesetztem Schwingungszustand begriffen sind. Die Amplitude hat auch sehr angenähert einen sinusförmigen Verlauf, so daß die Bewegung dargestellt wird durch das Sinusprodukt:

$$\sin 2\pi pt \sin 2\pi \frac{q}{2} t,$$

worin p die Schwingungszahl der Gabel und q die Anzahl der pro Sekunde gehörten Schwebungen, also gleich der vierfachen sekundlichen Umdrehungszahl der Stimmgabel ist. Dieser Ausdruck stellt eine Schwingung mit der Periodenzahl p dar, deren Amplitude mit der Periodenzahl $\frac{q}{2}$ von positiven zu negativen Werten schwankt und in der Sekunde $q$mal zu Null wird. Das Produkt ist in bekannter Weise der Summe zweier harmonischer Schwingungen der Periodenzahlen $p - \frac{q}{2}$ und $p + \frac{q}{2}$ gleichwertig, d. h. der Ton einer Klangplatte oder Stimmgabel löst sich bei genügend schnellem Drehen derselben in zwei Töne auf, welche miteinander die Anzahl der durch das Drehen künstlich erzeugten Schwebungen pro Sekunde bilden. Bei sehr langsamem Drehen liegen die beiden Töne so nahe beieinander, daß im Cortischen

gan die Resonanzbereiche sich zum größten Teil überdecken; n hört daher den Ton der Gabel als einzigen und langsam webend. Bei gesteigerter Umdrehungszahl rücken die resorenden Fasergruppen auseinander, man hört die getrennten ne $p + \frac{q}{2}$ und $p - \frac{q}{2}$, der schwebende und phasenwechselnde telton p, d. h. der Gabelton, wird immer schwächer und hört n auf, hörbar zu sein, wenn die Schwebungen so schnell aufander folgen, daß zu wenig Schwingungen desselben zwischen ei Intensitätsminima und Phasenwechsel fallen. Dann rücken ch die Resonanzbereiche der Töne $p + \frac{q}{2}$ und $p - \frac{q}{2}$ im Ohr einander. Diese Töne sind an drehender Klangplatte und mmgabel meines Wissens zuerst von RADAU[1]) und von STEFAN[2]) bachtet worden. Man hat sie nach RADAUS Vorgang nach der ihrer Entstehung aus variierender Tonintensität Variationsne genannt. A. und L. WEINHOLD haben die Erscheinung der eispaltung des Tones ein „akustisches Analogon zum ZEEMANen Phänomen“ genannt.

5. Man hat Schwebungen endlich auf zwei im Effekt etwa iche Methoden künstlich nachzuahmen gesucht, nämlich dach, daß man einen Ton p konstanter Höhe und Intensität weder durch Kontaktunterbrechungen eines Telephonkrophonkreises oder mittels einer zwischen Tonquelle und Ohr Beobachters rotierenden Scheibe mit Öffnungen zu einem ermittierenden machte[3]). Finden q Unterbrechungen des nes p in der Sekunde statt, so ist hier zunächst ersichtlich, diese Anordnung nicht q Schwebungen von der Art der bei n Zusammenwirken zweier Töne auftretenden erzeugen kann, il mit ihr die Zeichenumkehr der Amplitude, d. h. der Phasenung um 180°, bei jedem Tonminimum nicht hervorgebracht rd. Die Amplitudenschwankung ist in diesem Falle nicht einch sinusförmig, sondern etwa wie die Luftbewegung bei einer

[1]) RADAU, Moniteur scientif. 1865, S. 430; 1866, S. 792.
[2]) STEFAN, Wien. Ber. 53, 696; 54, 598, 1866.
[3]) MACH, STEFAN, Wien. Ber. 53, 696; 54, 598, 1866. — A. M. AYER, Phil. Mag., May 1875. — Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. (5) 9, 278, 80 u. a. Siehe auch HELMHOLTZ, Lehre von den Tonempfindungen, I. Ausbe, S. 597, 1863.

Sirene in grober Annäherung durch eine um ihre Amplitude i Ordinatenrichtung gehobene Sinuskurve darstellbar. Eine solch Kurve, die die Amplitude des gehörten Tones zur Ordinate ha stellt dann eine Amplitude dar, welche periodische Stöße erfähr dadurch, daß sie zwischen Null und ihrem Maximalwert schwank Setzt man die Maximalamplitude des gehörten $q$mal pro Sekund an Intensität schwankenden Tones p gleich 2, so ist der Ampl tudenverlauf angenähert darstellbar durch den Ausdruck

$$(1 + \sin 2\pi qt) \sin 2\pi pt,$$

oder

$$\sin 2\pi pt + \sin 2\pi pt \sin 2\pi qt,$$

oder

$$\sin 2\pi pt - \tfrac{1}{2} \cos 2\pi (p+q)t + \tfrac{1}{2} \cos 2\pi (p-q)t.$$

Man hört also den Ton p konstant und außerdem eine Be wegung der Periode p mit sinusförmig zwischen positivem un negativem Maximum mit der Periodenzahl q schwankende Amplitude, d. i. ein Klang p, der $2q$ Schwebungen hat und al zusammengesetzt anzusehen ist aus den beiden Variationstönen $p+$ und $p-q$. Dieser Klangbestandteil verhält sich wie ein wirklic schwebender, aus zwei einfachen Tönen bestehender Klang, abe wie ein Klang mit der doppelten Anzahl von Schwebunge als Tonunterbrechungen erfolgen.

Wenn man also diesen Versuch in Parallele stellen will mi dem einfachen Zusammenwirken zweier Töne und hier wie do eine Entstehung des Kombinationstones durch Schwebungen an nehmen will, so müßte man im Falle der rotierenden Scheib den Ton $2q$ und nicht q hören. Tatsache ist dagegen, daß ma den Ton q, wenigstens unter geeigneten Bedingungen, nämlic bei hohem Ton p, hört und daß dieser Ton als ein besondere sog. Unterbrechungston und vielfach als ein Beweis für di Entstehung des Kombinationstones aus Schwebungen angesehe wird[1]). Übrigens ist, worauf K. L. Schaefer und O. Abraham[2] aufmerksam gemacht haben, der Ton q auch deshalb hierfü nicht beweisend, weil er auch als Differenzton des Tones p mi den Variationstönen aufgefaßt werden kann, wofür auch ein

[1]) Nach dem Vorgang von R. Koenig. Pogg. Ann. 157, 177, 1876; ins besondere Hermann, Dennert, Wundt, Ebbinghaus.

[2]) Pflügers Arch. 78, 511, 1899; 88, 484, 1902.

isse physiologische Eigentümlichkeit dieses Tones, nämlich e besondere Lokalisation desselben im Gehörorgan, spricht. ch der Ton 2 q wäre als Kombinationston erklärbar, falls er, mir nicht bekannt, gehört worden ist, nämlich als Differenz- der beiden Variationstöne. Diese Annahme hat keine wierigkeit mehr, seitdem von K. L. SCHAEFER[1]) und von WAETZMANN[2]) experimentell gezeigt worden ist, daß Differenz- e leicht an Membranen, also auch an den Ohrmembranen stehen, ohne daß eine sonderliche Stärke der Primärtöne rderlich ist.

Die Variationstöne vor einer zwischen Stimmgabel und Beob- ter rotierenden mit Ausschnitten versehenen Scheibe sind sehr tlich zu hören und mit einem nahe an die Scheibe gehaltenen onator so kräftig zu verstärken, daß sie auf mehrere Meter ört werden. Eine Tabelle möge einige von mir ausgeführte bachtungen dieser Art wiedergeben, die allerdings keineswegs sind, sondern nur zur Bestätigung der von anderen bisher geführten Versuche mitgeteilt seien. Die Anzahl der vor dem onator passierenden Löcher, also der Tonstöße, wurde durch

Gabelton	Stoßzahl	Variationston	
		hoher	tiefer
256 $\overline{c}$	152 dis	410 $\overline{as}$	—
„	88 Fis	340 $\overline{f}$	—
320 $\overline{e}$	44 Fis	368 fis	280 $\overline{cis}$—$\overline{d}$
	57 Ais	380 $\overline{g}$	260 $\overline{c}$
	67 Cis	390 $\overline{g}$	252 $\overline{h}$—$\overline{c}$
	80 E—F	406 $\overline{gis}$	245 h
512 $\overline{\overline{c}}$	36 D	553 $\overline{\overline{cis}}$	475 $\overline{h}$
	56 Ais	572 $\overline{\overline{d}}$	460 $\overline{b}$
	65 Cis	580 $\overline{\overline{d}}$	450 $\overline{ais}$—$\overline{b}$
	80 E—F	600 $\overline{\overline{dis}}$	430 $\overline{a}$
	100 As—A	620 $\overline{\overline{es}}$	410 as
640 $\overline{\overline{e}}$	128 c	775 $\overline{\overline{g}}$	510 $\overline{\overline{c}}$

[1]) Ann. d. Phys. (4) 17, 572, 1905.
[2]) Ebenda, (4) 20, 837, 1906.

*

Bestimmung der Umdrehungszahl der Lochscheibe mit Tourenzähler, die Schwingungszahl der Variationstöne durch Vergleich mit Stimmgabeln mittels Monochord gemessen.

Von einem Unterbrechungston, der an Höhe der Zahl der passierenden Löcher entspricht, habe ich in diesen Fällen keine Spur hören können. Ein solcher trat dagegen sehr deutlich in Erscheinung, wenn der Gabelton sehr hoch (z. B. 2048 Schwingungen) gewählt wurde. Dann rücken aber die Variationstöne sehr nahe zusammen. Diese Beobachtung stimmt ganz mit den Ergebnissen von K. L. SCHAEFER und O. ABRAHAM[1]) überein.

6. Den im vorigen auseinandergesetzten Unterschied zwischen Schwebungen und Intermittenzen glaubte ich deshalb betonen zu sollen, weil man ohne näheres Nachdenken leicht geneigt ist, ihre Wirkung als gleich anzunehmen, und weil in der Tat sich in der Literatur derartige Verwechselungen finden. Als ein Beispiel hierfür seien die Versuche künstlicher Reproduktion von Vokalen angeführt, welche HERMANN zur Bekräftigung einer von ihm geäußerten Ansicht über die Entstehung des Vokalformanten angestellt hat[2]).

Die HELMHOLTZsche Vokaltheorie, nach welcher jeder Vokal einen oder zwei charakteristische Töne besitzt, welche den Stimmklang in besonderer Stärke begleiten und als Eigentöne der Mundhöhle entstehen, ist wohl die jetzt allgemein angenommene. In bezug auf die Anregung der Mundhöhle zum Schwingen bestehen Meinungsverschiedenheiten. HELMHOLTZ nahm an, daß sie durch Resonanz auf einen der Partialtöne des Stimmklanges anspricht. Die große Dämpfung der Eigenschwingung infolge der weichen Wände des Mundraumes und bei den helleren Vokalen infolge der Ausstrahlung durch die verhältnismäßig große Mundöffnung ist der Grund, weswegen der Eigenton gar nicht genau mit einem Partialton zusammenzufallen braucht. Der Einwand von Gegnern der HELMHOLTZschen Vokaltheorie, daß dies notwendig wäre, ist hinfällig. Es braucht nur ein vom Eigenton der Mundhöhle nicht zu weit entfernter Partialton des Stimmklanges verstärkt zu werden, um dem Ton Vokalcharakter zu geben. Bei kurzem stoßweisen Anregen ertönt im ersten

[1]) l. c.

[2]) L. HERMANN, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. 47, 387, 1890.

nent der Theorie nach der Eigenton der Mundhöhle, auch n der erregende Ton ein anderer ist; ebenso tönt auch ein onator bei plötzlichem Aufhören des erregenden Tones in em Eigenton aus. Daher ist die Vokalisierung bei stoßweisen en, wie im Rezitativ und beim Sprechen, besonders gut, besser bei den langgezogenen Tönen der Arie. Im Gegensatz zu MHOLTZ nimmt HERMANN an, daß die Mundhöhle zum Ertönen t durch Resonanz angeregt wird, sondern daß der durch die ierenden Stimmbänder intermittierend gemachte Luftstrom Mundhöhle anbläst. Ein Ton, welcher an Höhe gleich einem kaleigenton ist, soll nach HERMANN, wenn er einen beliebigen begleitet und im Tempo dieses Tones intermittiert, den reffenden Vokal hören lassen.

Die HERMANNsche Anschauung, der Mundton werde durch Expirationsstrom angeregt, hat, glaube ich, nicht viel Wahrinlichkeit für sich. Man kann gut vokalisierte Töne mit erst sparsamem Atemverbrauch erzeugen, ja, die Vokale erngen um so deutlicher, je bestimmter der Toneinsatz, d. h. je inger der zur Tonerzeugung verbrauchte Atemstrom ist. Um en einigermaßen hörbaren Mundton zu erzeugen, ist aber on kräftiges Hauchen erforderlich. Der Eigenton des Mundes rde nach der HERMANNschen Auffassung im allgemeinen als harmonischer Bestandteil im Stimmklange enthalten sein, nämals ein selbständiger Ton in einem völlig fremden Klange, nur dann in harmonischer Beziehung zum letzteren steht, nn er zufällig mit einem Partialton desselben zusammenfällt. ß er trotzdem nicht bedenkliche Dissonanzen mit Grund- bzw. em Oberton des Stimmklanges erzeugt, glaubt HERMANN nach nen im Phonographen erhaltenen Vokalkurven dadurch erklären können, daß der unharmonische Mundton bei jedem Luftstoß, h. in jeder Periode des Stimmtones, mit neuer Phase einsetzt. nn können Schwebungen, mithin Dissonanz, natürlich nicht treten. Eine Verstärkung des unharmonischen Mundtones rch einen Resonator ist unter diesen Umständen auch nicht glich. Versuche, die ich in dieser Richtung angestellt habe, ren auch völlig ergebnislos. Weder mit unbewaffnetem Ohre, ch mit einem Resonator habe ich einen unharmonischen Mundn in irgend einem Vokalklange entdecken können.

Die Versuche künstlicher Vokalerzeugung, welche von Herrn HERMANN seinerzeit zur Bekräftigung seiner Ansicht, zum Teil auch mit negativem Erfolge, angestellt wurden, gründen sich nun auf meiner Ansicht nach nicht richtige Voraussetzungen.

In den ersten Versuchen führte HERMANN den Ton einer den Eigenton $\overline{\overline{fis}}$ des A gebenden Pfeife entweder durch eine rotierende Lochscheibe direkt oder durch eine mit rotierendem Unterbrecher versehene Mikrophontelephonleitung indirekt dem Ohre $n$mal unterbrochen zu. Seine Erwartung, in der Tonhöhe n den Vokal A zu hören, erfüllte sich nicht. Dies kann auch nach dem früheren Paragraphen gar nicht sein, da wir als Resultat des Versuches nur das Auftreten von Variationstönen neben dem Tone $\overline{\overline{fis}}$ erwarten können und eventuell den Ton n als Differenzton. Auch die Versuche, „durch wirkliche Interferenz zweier Töne periodische Schwankungen hoher Töne, wie sie den Vokalen entsprechen", herzustellen, konnten nicht von Erfolg begleitet sein. „Wenn n die Schwingungszahl der Note ist, auf welcher A angegeben werden soll, und p diejenige des charakteristischen Tones von A, so bestimmen sich", führt HERMANN aus, „die beiden gesuchten Töne x und y durch die Gleichungen

$$y - x = n \text{ und } \tfrac{1}{2}(y + x) = p."$$

Die beiden Töne x und y ergeben nun zusammen den Ton $\frac{y+x}{2} = p$, welcher pro Sekunde $n$mal schwebt. Daher soll, wenn $p = \frac{y+x}{2}$ der charakteristische Ton des A ist, dieser wegen der $n$maligen Schwebung das A in Höhe des Tones n hören lassen. Dies ist aber nicht richtig; denn der Ton n wird erstens überhaupt nur gehört, wenn die für Entstehung des Differenztones günstigen Bedingungen vorhanden sind, dann aber sind zweitens, wie oben ausgeführt, n Schwebungen gar nicht mit n Intermittenzen, wie sie durch den Ton n in der Sirene, in der Zungenpfeife oder im Kehlkopf erzeugt werden, gleichwertig, sondern mit $\frac{n}{2}$. Mit zwei Tönen kann man den Vorgang der Vokalbildung, wie ihn Herr HERMANN beschrieben hat, also gar nicht nachahmen; es gelang ihm auch nicht mit getrennten Tonquellen. Gute Resultate wurden jedoch nach seiner

ngabe erzielt, wenn die Töne x und y auf der Sirene angegeben urden. Hier sind die Verhältnisse komplizierter, der resultierende lang enthält aber auch nicht Töne, welche dem Vorgang der on HERMANN angenommenen Vokalbildung entsprächen. Zwei öne x und y, auf der Sirene angegeben, erzeugen die Töne x, , $x+y$, $x-y$. Die Töne x und y nebeneinander sind anzu-ehen als der Ton $\frac{x+y}{2}$, welcher $x-y$ mal in der Sekunde chwebt. Verlangt werden aber $x-y$ Intermittenzen dieses Tones.)arstellbar wäre der von HERMANN angenommene Vorgang etwa adurch, daß man vor den Mund einer angeblasenen beliebigen ippenpfeife (Stimmton) einen Resonator des Vokaleigentones ält, so daß er von dem Blasestrom getroffen wird. Dabei müßte ie Pfeife so gewählt sein, daß möglichst keiner ihrer Partialtöne it dem Eigenton des Resonators zusammenfällt. Derartige Ver-uche mit einer großen Anzahl von Pfeifen und mit Resonatoren ller Vokaltöne habe ich ausgeführt, jedoch ohne einen bestimmten okalklang zu erhalten.

II. Notiz zur Entstehungsweise der sog. Reflexionstöne.

7. Bekanntlich ist von BAUMGARTEN zuerst die Erscheinung ler sog. Wasserfalltöne beschrieben worden. Steht man vor einer Wand, und befindet sich in größerer Entfernung von derselben ine Quelle eines lauteren Geräusches, z. B. ein Wasserfall oder auschender Bach, so hört man in geringer Entfernung vor der Wand einen Ton besonders deutlich, dessen Höhe von dieser Ent-ernung abhängt; der Ton wird nämlich immer höher, je mehr nan sich der Wand nähert. Man hat diese Erscheinung als einen Beweis dafür angesehen, daß zwei Impulse genügen, einen Eindruck bestimmter Tonhöhe im Ohre zu erzeugen. Man sieht nämlich die Töne als dadurch entstanden an[1]), daß fortwährend einzelne Impulse das Ohr schnell zweimal hintereinander, nämlich erst direkt und gleich darauf nach Zurückwerfung von der Wand, treffen. Je größer die Zeit ist, welche zwischen den Impulsen verstreicht, desto tiefer soll der Ton sein. Ich habe erst einmal,

[1]) Näheres siehe MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik, 9. Aufl., 1, 732, 1886.

vor einer Mauer in der Nähe des Rheinfalls, Gelegenheit gehabt, die eben besprochene Erscheinung einigermaßen deutlich zu hören. Die Töne, welche allerdings vor der Mauer ausgesprochen deutlicher waren, habe ich aber auch ohne Mauer auf freiem Felde im Brausen des Wasserfalls ziemlich gut hören können, und es scheint mir eine andere, nämlich die folgende Erklärung des Phänomens richtiger zu sein. Die gehörten Töne sind sämtlich im Wasserfallgeräusch vorhanden. Vor der Wand bilden sich viele übereinandergelagerte Systeme stehender Wellen aus, und man hört dann den Ton am deutlichsten, in dessen Bewegungsknotenpunkt man steht. Dort finden für diesen Ton die größten Druckschwankungen statt, und man hört ihn daher am stärksten. Der Abstand von der Wand ist die Halbwelle bzw. ein Vielfaches davon. Der gehörte Ton muß, wenn dieselben im Geräusch vorhanden, seine harmonischen Obertöne enthalten. Nahe an der Wand ist die Erscheinung am ausgeprägtesten. Der folgende Versuch würde sie etwa im Sinne der ebengenannten Erklärung nachahmen: Wenn man in einem großen Raume etwa ein Dutzend dicht zusammenstehender Stimmgabeln auf Resonanzkästen gleichzeitig anschlägt, so ergeben alle zusammen einen geräuschartigen Klang. Horcht man den Raum zwischen den Stimmgabeln und einer Wand ab, so hört man, wie ich mich überzeugt habe, immer eine der Stimmgabeln besonders deutlich; ganz dicht an der Wand anfangend zuerst die höheren, dann bei allmählicher Entfernung die tieferen. Mit der Annahme dieser Erklärung der Wasserfalltöne fällt natürlich ihre Beweiskraft für die Wirkung eines zweimaligen Impulses, die aber durch andere direktere Versuche als erwiesen anzusehen ist. In der Literatur finden sich auch Bemerkungen, daß die Baumgartenschen Töne einen Beweis gegen die Helmholtzsche Resonanztheorie des Hörens bilden[1]), nach welcher nur solche Töne hörbar sind, die als pendelförmige Bewegungen in Klängen enthalten sind. Diese Bemerkungen sind dann natürlich auch nicht aufrecht zu erhalten.

Nach der hier gegebenen Erklärung sind die Wasserfalltöne durchaus das akustische Analogon zu der Erscheinung der multiplen

[1]) L. Hermann, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. 53, 36, 1893.

esonanz elektrischer Wellen. Auch im elektrischen Falle nimmt an durch das Ohr des Resonators eine um so tiefere elektrische chwingung wahr, je weiter man sich von der die elektrischen ellen reflektierenden Metallwand (bzw. bei Drahtwellen vom rahtende) entfernt. In beiden Fällen, im akustischen wie im ektrischen, kann man Verstärkung eines einzigen schnellen ıpulses durch den reflektierten und damit eine akustische esonanzwirkung im Ohr und eine elektrische Resonanzwirkung ı Drahtresonator bei nur zwei Impulsen wohl erhalten. Aber e eintretende Resonanzwirkung ist durchaus kein Beweis für e Wirkung nur zweier Impulse, sondern sie wird um so besser, mehr Schwingungen es sind, die auf das Ohr oder den Reso- ıtor einwirken.

Greifswald und Paris, Februar 1908.

Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Br. Glatzel: „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen“ [1]*;*

von Hans Boas.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. S. 244.)

Zu der Arbeit von Herrn Br. Glatzel, „Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen“ (vorläufige Mitteilung) möchte ich mir einige Bemerkungen gestatten in bezug auf die zur Verwendung gekommene Quecksilberfunkenstrecke.

Seit zwei oder drei Jahren lasse ich bei mir Quecksilberdampffunkenstrecken herstellen, von denen bereits eine größere Zahl verkauft ist, und die auch in meiner Preisliste unter Nr. 762 Aufnahme gefunden haben.

Diese von mir hergestellten Funkenstrecken zeigen alle die wesentlichen Merkmale, die Herr Dr. Glatzel als Eigentümlichkeiten seiner Funkenstrecke angibt. Als solche Eigentümlichkeiten, die, wie Herr Dr. Glatzel mit Recht angibt, erst imstande sind, die Funkenstrecke praktisch brauchbar zu machen, sehe ich folgende an: 1. die Anordnung besonderer Behälter, die frei von der Glaswand des ganzen Dampfapparates abstehen und die das Quecksilber aufzunehmen haben; 2. eine Vorrichtung, um diese Behälter, in die naturgemäß das Quecksilber freiwillig nicht hineinlaufen würde, mit Quecksilber füllen zu können. Bei meinen Funkenstrecken habe ich als innere Quecksilberbehälter gewöhnlich Porzellannäpfe verwendet, die sich auch noch viel besser als Glas dazu eignen, da sie nicht springen. Die Füllvorrichtung besteht bei mir darin, daß über den beiden Behältern ein meistens gabelförmig gestaltetes Zulaufrohr endet, das mittels eines Halses dicht

[1]) Diese Verh. 10, 54—66, 1908.

die obere Gefäßwand des ganzen Dampfapparates eingeschmolzen ist. In diesem Halse befindet sich nahe an der Mündung ein kleines Loch, das gestattet, den durch den Hals abgeschlossenen Teil des Dampfapparates mit Quecksilber zu füllen.

Kippt man nun die Funkenstrecke um, so fließt das Quecksilber durch das Gabelrohr in die Näpfe und füllt diese an.

Viele Herren, die mich in der Fabrik besuchten, haben Gelegenheit gehabt, sich die Funkenstrecken bei mir anzusehen.

Endlich möchte ich noch mit einigen Worten auf die Vakuumverhältnisse in der Funkenstrecke eingehen. Herr Dr. GLATZEL hält eine gewisse begrenzte Höhe des Vakuums für die Funkenstrecke als zweckdienlich und hat auch eine Regulierung ähnlich wie bei Röntgenröhren angewandten benutzt. Seine Ansicht hierüber kann ich nicht teilen. Wenn die Funkenstrecke wirklich gut arbeiten und reine Schwingungen geben soll, so ist es meiner Ansicht nach durchaus erforderlich, daß die Funkenstrecke ein möglichst hohes Vakuum hat, daß zunächst Entladungen selbst höchsten Potentials nicht hindurchgehen. Durch geeignete Evakuiervorrichtungen, wie ich sie zur Herstellung von Quecksilberdampflampen angewandt habe, kann man ein so hohes Vakuum ohne Schwierigkeit erreichen. Die Funkenstrecke enthält dann im Innern weiter nichts als Quecksilberdampf und es ist dann ihr Entladungspotential ganz allein von der Temperatur der Funkenstrecke abhängig. Sorgt man für geeignete Abführung der in Wärme umgewandelten Entladungsenergie, so kann der Zustand der Funkenstrecke, eine bestimmte Energiezufuhr vorausgesetzt, dauernd konstant gehalten werden. Eine Quecksilberdampffunkenstrecke kann dann mit einer Luftfunkenstrecke in genaue Parallele gestellt werden, d. h. mit anderen Worten, man kann, scharfe Resonanz des Transformatorkreises vorausgesetzt, mit der Quecksilberdampffunkenstrecke genau ebensowenig Entladungen pro Sekunde erhalten als mit der Luftfunkenstrecke.

Die Energie, die in der Quecksilberdampffunkenstrecke vernichtet wird, kann ohne Schwierigkeiten berechnet werden, da für den ionisierten Quecksilberdampf das anodische und kathodische Entladungspotential und der Wattverlust in der Dampfstrecke genau bekannt sind, weil es ohne weiteres möglich ist, die in einer Gleichstrom-Quecksilberdampflampe auftretenden Erschei-

nungen auf die Funkenstrecke zu übertragen. Der Wattverlust in Quecksilberdampffunkenstrecken würde danach betragen: 1. etwa 6 Volt für das Anodengefälle, 2. etwa 5 Volt für das Kathodengefälle und 3. vom Bruchteil eines bis zu mehreren Volt aufwärts für den Lichtbogen innerhalb der Gasstrecke.

Durch Multiplikation der Summen dieser Potentialgefälle mit der mittleren effektiven Stromstärke, die die Quecksilberdampffunkenstrecke durchfließt, erhält man genau den Wattverlust im Innern. Die mittlere effektive Stromstärke ergibt sich aus den Angaben eines auf effektive Werte geeichten Meßinstrumentes, das im Hochfrequenzschwingungskreise liegt.

Diese Annahmen sind natürlich nur zulässig, wenn die Funkenstrecke nur reinen Quecksilberdampf enthält; sobald noch Gasreste vorhanden sind, wird der hochfrequente oszillatorische Vorgang der Funkenstrecke von einer Gasentladungserscheinung überlagert, die ihre Energie direkt aus dem Transformator erhält, d. h. mit anderen Worten, der Transformator wird während jeder Periode zweimal durch den Gaswiderstand in der Funkenstrecke kurzgeschlossen. Da im allgemeinen der Transformator eine hohe mittlere effektive Spannung liefert, die bei passendem Entladungspotential der Funkenstrecke etwa in der Größenordnung von 7000 Volt ist, so ist es klar, daß ein großer Teil der Energie, die vom Transformator geliefert wird, sich auf dem Kurzschlußwege durch die schlecht evakuierte Funkenstrecke hindurch entlädt und nicht zur Ladung der Kapazität ausgenutzt wird.

Für praktischen Betrieb und größere Energiemengen ist deshalb nur eine Funkenstrecke mit höchstem Vakuum zweckmäßig, deren Entladungspotential durch Regelung der Temperatur der Funkenstrecke auf passender Höhe gehalten wird.

Berlin, den 24. Februar 1908.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Kleine Naturlehre und Chemie

mit Berücksichtigung der

Mineralogie und der Lehre vom Menschen

für einfache Schulverhältnisse, insbesondere
für Mädchenschulen bearbeitet von

A. SATTLER,
Schulinspektor.

Dritte vermehrte und verbesserte Auflage.
Mit 154 in den Text eingedruckten Abbildungen.

Preis kartoniert 80 Pfennig.

Die vorliegende „Kleine Naturlehre und Chemie" ist für Mädchenschulen sowie Volksschulen mit einfachen Verhältnissen bestimmt, denen wöchentlich in der Regel nur eine Stunde für die Naturlehre zur Verfügung steht. Solchen Schulen will das Buch genügend Stoff für mindestens zwei Schuljahre bieten, doch dürfte es auch noch etwas weitergehenden Anforderungen vollauf genügen. Der Verfasser will den zu behandelnden Stoff nicht etwa genau vorschreiben, sondern überläßt dem Lehrer die ihm für seine Verhältnisse zweckmäßig erscheinende Auswahl.

Die Form der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es wird von Beobachtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das Gesetz abgeleitet und den Anwendungen Rechnung getragen. Eingestreute Fragen regen zu weiterem Nachdenken an. Für eine große Anzahl guter und zweckmäßiger Abbildungen ist Sorge getragen.

Der Kleindruck ist in dieser neuen Auflage vollständig beseitigt, so daß das Buch jetzt den für das Königreich Preußen festgesetzten hygienischen Anforderungen in bezug auf Typengröße und Zeilendurchschuß in jeder Beziehung entspricht.

Der Preis des Buches hat zwar etwas erhöht werden müssen, dürfte aber bei der gediegenen Ausstattung immer noch ein sehr mäßiger genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.

(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe
ist nur direkt von uns zu beziehen.

ahrg. 6 Heft 7

Berichte

der

utschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Bericht über die Sitzung vom 20. März 1908. S. 301. — E. Lampe, Zwei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern. (Vorgetragen in der Sitzung vom 20. März 1908.) S. 303. — H. Diesselhorst, Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1908.) S. 306. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 115. — II. Akustik. S. 117. — III. Physikalische Chemie. S. 117. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 120. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 123. — VI. Wärme. S. 124. — VII. Kosmische Physik. S. 126.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

...ch zwei *Nummern.* — *Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark.* — *Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.*

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Wissenschaftliche Luftfahrten.

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Baschin, W. von Bezold, R. Börnstein, H. Gross, V. Kremser, H. Stade* und *R. Süring* herausgegeben von **Richard Assmann** und **Arthur Berson.** In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabellen und Tafeln graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern und Textabbildungen. gr. 4°. Preis *M* 100.—; **herabgesetzter Preis *M* 60.—.**

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwissenschaftlichen Welt mit Spannung erwartete große Berichtswerk über die im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts mit großen Mitteln neu aufgenommenen Forschungen in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle **Meteorologen, Physiker, Astronomen, Geodäten usw.,** ja fast für die **ganzen Naturwissenschaften** wegen des darin niedergelegten wertvollen Materials für die Physik der Atmosphäre von der höchsten Bedeutung und kann als ein „*standard work*" bezeichnet werden, wie es bisher noch nicht existiert, sowohl was die Zahl und Sicherheit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode der Bearbeitung der Ergebnisse anlangt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 15. April 1908. Nr. 7.

Sitzung vom 20. März 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **O. v. Baeyer** trägt

Über langsame Kathodenstrahlen

vor. Die Mitteilung ist schon in diesen Verhandlungen S. 96—114 veröffentlicht.

Sodann zeigt Hr. **Br. Glatzel** eine

Anordnung zur Demonstration der Eigenschaften elektrischer Strahlen unter Benutzung der Quecksilberfunkenstrecke.

Ferner spricht Hr. **E. Lampe**:

Über zwei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **Eilhard Wiedemann**:

Über das AL BÎRÛNIsche Gefäß zur spezifischen Gewichtsbestimmung

vor.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. C. FISCHER, wiss. Hilfsarbeiter im Telegraphen-Versuchsamt, Berlin NW. 21, Pritzwalkerstr. 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Hr. Dr. phil. PAUL ASTEROTH, Treysa (Bez. Cassel).
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. TAKE.)

C. LORENZ, Aktiengesellschaft, Berlin SO. 26, Elisabethufer 5/6.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

vei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern;

von E. Lampe.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. März 1908.)

(Vgl. oben S. 301.)

Ein Körper liege zwischen zwei parallelen Ebenen vom Abnde h; der ebene Querschnitt q im Abstande x von der einen ıer parallelen Ebenen hat den Flächeninhalt $q = c_0 + c_1 x$ $c_2 x^2$. Für $x = 0$ ist also der Inhalt der einen Grenzfläche $= c_0$, für $x = h$ derjenige der anderen $q_1 = c_0 + c_1 h + c_2 h^2$, r $x = \frac{1}{2} h$ derjenige des mittleren Querschnittes $m = c_0 + \frac{1}{2} c_1 h$ $\frac{1}{4} c_2 h^2$.

1. Den Abstand x_0 des Schwerpunktes des homogenen Körpers n q_0 durch die Volumina $v_0 = \frac{1}{3} q_0 h$, $v_1 = \frac{1}{3} q_1 h$, $v = \frac{1}{3}(c_0 h$ $\frac{1}{2} c_1 h^2 + \frac{1}{3} c_2 h^3)$ auszudrücken, also durch die Volumina zweier ɜgel (oder Pyramiden) mit den Grundflächen q_0, q_1 und der ɔhe h, sowie durch das Volumen v des Körpers.

Es ergibt sich sofort:

$$x_0 = h \frac{\frac{1}{2} c_0 + \frac{1}{3} c_1 h + \frac{1}{4} c_2 h^2}{c_0 + \frac{1}{2} c_1 h + \frac{1}{3} c_2 h^2},$$

ɜo:

$$x_0 - \frac{h}{2} = \frac{h}{2} \cdot \frac{c_1 h + c_2 h^2}{6 c_0 + 3 c_1 h + 2 c_2 h^2}.$$

Nun ist $3 v_1 - 3 v_0 = c_1 h + c_2 h^2$, $6 v = 6 c_0 + 3 c_1 h$ $2 c_2 h^2$; daher:

$$x_0 - \frac{h}{2} = \frac{h}{2} \frac{v_1 - v_0}{2 v},$$

$$x_0 = \frac{h}{2} \left[1 + \frac{v_1 - v_0}{2 v} \right].$$

Dies ist die gesuchte Formel, der man auch die Gestalt ɜben kann:

$$x_0 = h \frac{q_1 + 2 m}{q_1 + 4 m + q_0}, \quad h - x_0 = h \frac{q_0 + 2 m}{q_1 + 4 m + q_0}.$$

In den meisten Fällen ist es bequemer, die Formel mit v_0, v_1, v zu benutzen.

A. Kegel und Pyramide. $g_1 = 0$, $v = v_0$, $v_1 = 0$:

$$x_0 = \frac{h}{2}(1 - \tfrac{1}{3}) = \tfrac{1}{4}h.$$

B. Obelisk, Kegel- und Pyramidenstumpf. Die Formel in q_0, q_1 und m. — Für Kegelstumpf mit den Radien r_0 und r_1:

$$x_0 = \frac{h}{2}\left[1 + \frac{r_1^2 - r_0^2}{2(r_1^2 + r_1 r_0 + r_0^2)}\right] = \frac{h}{4} \cdot \frac{3r_1^2 + 2r_1 r_0 + r_0^2}{r_1^2 + r_1 r_0 + r_0^2}.$$

C. Kugelschicht von der Höhe h zwischen zwei parallelen Ebenen mit Grenzkreisen von den Radien a und b:

$$x_0 = \frac{h}{2}\left[1 + \frac{b^2 - a^2}{3a^2 + 3b^2 + h^2}\right] = \frac{h}{2} \cdot \frac{2a^2 + 4b^2 + h^2}{3a^2 + 3b^2 + h^2}.$$

Halbkugel. $v_0 = \frac{1}{3}\pi r^3$, $v_1 = 0$, $v = \frac{2}{3}\pi r^3 = 2v_0$, $h = r$:

$$x_0 = \frac{r}{2}[1 - \tfrac{1}{4}] = \tfrac{3}{8}r.$$

2. Derselbe Körper ist mit einer Flüssigkeit gefüllt; die parallelen Grenzebenen sind horizontal gestellt, q_0 oben. Die untere Grenzfläche q_1 hat eine Öffnung vom Quadratinhalte ω; der Kontraktionskoeffizient des Strahles ist α; die Zeit T_0 der Entleerung des Gefäßes durch ω zu berechnen.

Zur Zeit t nach Beginn des Ausflusses sei der Flüssigkeitsspiegel um die Höhe x gesunken. Dann ist in diesem Augenblicke die Druckhöhe $h - x$, die Ausflußgeschwindigkeit $v = \sqrt{2g(h - x)}$. In der Zeit dt fließt also die Menge aus:

$$\alpha\omega\, dt \sqrt{2g(h - x)}.$$

Dabei sinke der Flüssigkeitsspiegel um dx, so ist:

$$\alpha\omega\, dt \sqrt{2g(h - x)} = dx(c_0 + c_1 x + c_2 x^2).$$

Daher ist die gesuchte Entleerungszeit:

$$T_0 = \frac{1}{\alpha\omega\sqrt{2g}} \int_0^h \frac{c_0 + c_1 x + c_2 x^2}{\sqrt{h - x}}\, dx$$

$$= \frac{1}{15\alpha\omega}\sqrt{\frac{2h}{g}}[15c_0 + 10c_1 h + 8c_2 h^2].$$

Aus den Werten von v_0, v_1, v berechnet man:
$= 3v$, $c_1 h^3 = 6v - 6v_1 - 12v_0$, $c_2 h^3 = -6v + 9v_1 + 9v_0$.
Durch Einsetzung dieser Werte in T_0 erhält man:

$$T_0 = \frac{1}{5\alpha\omega\sqrt{2gh}}[4v + 4v_1 - v_0].$$

Man denke sich jetzt den Körper in umgekehrter Lage, also ben und q_0 unten; in q_0 sei ein Loch von derselben Größe ω gleicher Beschaffenheit angebracht. Dann folgt die Zeit T_1 Entleerung durch Vertauschung von v_1 mit v_0, also:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{4v + 4v_1 - v_0}{4v + 4v_0 - v_1}.$$

A. Kegelstumpf mit den Radien r_0 und r_1:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{8r_1^2 + 4r_1 r_0 + 3r_0^2}{8r_0^2 + 4r_1 r_0 + 3r_1^2}.$$

B. Halbkugel. $v_0 = \frac{1}{3}\pi r^3$, $v_1 = 0$, $v = \frac{2}{3}\pi r^3 = 2v_0$:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{7}{12}.$$

C. Elliptisches Paraboloid $\frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b} = 2z$, Segment zwischen $= 0$ und $z = h$. $v_0 = \frac{2}{3}\pi h^2\sqrt{ab}$, $v_1 = 0$, $v = h^2\pi\sqrt{ab}$:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{1}{2}.$$

Wenn statt der Volumina v_0, v_1, v_2 die Querschnitte q_0, q_1, eingeführt werden, geht die Formel für das Verhältnis der ßflußzeiten über in

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{6q_1 + q_0 + 8m}{6q_0 + q_1 + 8m}.$$

Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen;

von H. Diesselhorst.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1908.)

(Vgl. oben S. 244.)

Mit dem GEHRCKEschen Glimmlichtoszillographen lassen sich elektrische Schwingungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, analysieren und in photographischen Bildern festlegen, wie ich in einer früheren Mitteilung beschrieben habe[1]). Außer der GEHRCKEschen Glimmlichtröhre sind dazu schnell rotierende Spiegel von nicht zu geringer Größe erforderlich, bei deren Konstruktion an Festigkeit, exakte Lagerung und Ausbalancierung der rotierenden Teile große Ansprüche gestellt werden müssen. Die Firma HANS BOAS in Berlin, die früher bereits für andere Zwecke (Registriertrommeln zur Aufnahme von Geschoßgeschwindigkeiten usw.) schnell rotierende Elektromotoren gebaut hatte, übernahm bereitwilligst die Herstellung der Apparate, die der Gesellschaft hier vorgeführt werden.

Der erste Apparat (Fig. 1) ist die Vereinigung eines solchen schnell laufenden Motors mit einem Spiegel. Anker und Spiegel sitzen auf derselben dreifach gelagerten Achse. Der Motor kann mit 200 und für kürzere Zeit noch mehr Touren pro Sekunde laufen, wobei sich die Tourenzahl mit einem der heute üblichen Tachometer bequem feststellen läßt. Die Glimmlichtröhre liegt parallel zur Achse und wird von den Entladungsschwingungen einer Leidener Flasche erregt. Die Art der Erregung geschieht zweckmäßig so, daß man sie unter Einschaltung eines Wasserwiderstandes mit den Enden der Selbstinduktionsspule des Entladungskreises oder auch nur mit einem Teile der Spule ver-

---

[1]) Verh. D. Phys. Ges. 9, 318, 1907.

ıdet. Dann bildet sich das Glimmlicht regelmäßig aus und r rotierende Spiegel zeigt die Schwingung aufgelöst.

Fig. 1.

Für die Betrachtung mit bloßem Auge ist ein Planspiegel weckmäßig, für die Photographie ist ein Hohlspiegel bei weitem orzuziehen, weil bei Anwendung von Planspiegel und Linse der

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Wissenschaftliche Luftfahrten.

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Baschin, W. von Bezold, R. Börnstein, H. Gross, V. Kremser, H. Stade* und *R. Süring* herausgegeben von **Richard Assmann** und **Arthur Berson.** In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabellen und Tafeln graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern und Textabbildungen. gr. 4°. Preis *M* 100.—; **herabgesetzter Preis *M* 60.—.**

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwissenschaftlichen Welt mit Spannung erwartete große Berichtswerk über die im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts mit großen Mitteln neu aufgenommenen Forschungen in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle **Meteorologen, Physiker, Astronomen, Geodäten usw.**, ja fast für die **ganzen Naturwissenschaften** wegen des darin niedergelegten wertvollen Materials für die Physik der Atmosphäre von der höchsten Bedeutung und kann als ein „*standard work*" bezeichnet werden, wie es bisher noch nicht existiert, sowohl was die Zahl und Sicherheit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode der Bearbeitung der Ergebnisse anlangt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

10. Jahrg. 15. April 1908. Nr. 7.

Sitzung vom 20. März 1908.

Vorsitzender: Hr. M. Planck.

Hr. **O. v. Baeyer** trägt
Über langsame Kathodenstrahlen
vor. Die Mitteilung ist schon in diesen Verhandlungen S. 96—114 veröffentlicht.

Sodann zeigt Hr. **Br. Glatzel** eine
Anordnung zur Demonstration der Eigenschaften elektrischer Strahlen unter Benutzung der Quecksilberfunkenstrecke.

Ferner spricht Hr. **E. Lampe**:
Über zwei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern.

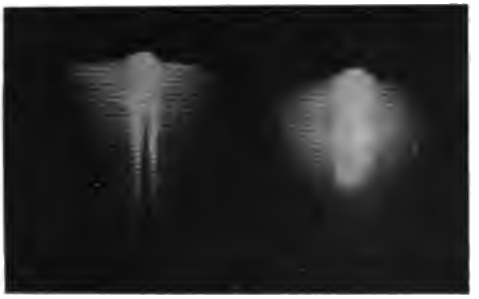
Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **Eilhard Wiedemann**:
Über das Al Bîrûnîsche Gefäß zur spezifischen Gewichtsbestimmung
vor.

Fig. 3.

des Funkens ist der Synchronismus niemals so groß, daß etwa durch genaue Übereinanderlagerung mehrerer Bilder photographische Wirkung verstärken könnte. Für die subjek- Beobachtung ist es jedoch sehr angenehm, das Bild immer ungefähr der gleichen Stelle zu haben und in Muße betrachten können.

Es lassen sich auf diese Weise z. B. die Erscheinungen ver- en, welche nach der von BJERKNES und MAX WIEN ent- elten Theorie bei der Koppelung zweier Schwingungskreise reten. BJERKNES behandelt die Verstimmung der beiden Kreise loser Koppelung, M. WIEN untersucht stärkere Koppelung.

Fig. 4. Fig. 5.



Primär. Sekundär.

$\lambda = 1680$ m; lose Koppelung.

Sind beide Kreise zunächst bei loser Koppelung aufeinander estimmt, so zeigt sich in dem primären, die Funkenstrecke haltenden Kreise eine einfache gedämpfte Schwingung, während Sekundärkreise die Amplitude zunächst allmählich bis zu em Maximum anwächst, um dann abzuklingen (Fig. 4 und 5). stimmt man jetzt die Kreise, was leicht mit einem Dreh- ndensator im Sekundärkreise bewirkt werden kann, so treten Sekundärkreise Schwebungen auf. Den gleichen Effekt erhält n durch Verstärken der Koppelung, d. h. durch Nähern der bstinduktionsspulen der beiden Kreise. Man erhält dann z. B. 5,4 proz. Koppelung die in Fig. 6 und 7 dargestellten Bilder. n erkennt daran, wie die Schwingungsenergie allmählich vom imärkreise an den Sekundärkreis übergeht, dann wieder zurück

in den Primärkreis und wie daraus Schwebungen entstehen. Bei Verstärken der Koppelung mehren sich die Schwebungen; man erhält Bilder, wie sie in Fig. 8 und 9 dargestellt sind, von denen

Fig. 6. Fig. 7.

Primär. Sekundär.
$\lambda = 1680$ m; Koppelung 5,4 Proz.

Fig. 8.

$\lambda = 1680$ m;
Koppelung 14,3 Proz.

Fig. 9.

$\lambda = 1680$ m;
Koppelung 26 Proz.

das erste schon auf S. 320 des vorigen Jahrganges dieser Verhandlungen veröffentlicht ist.

An Fig. 6 und 7 ist es interessant, das Verhalten der Primärfunkenstrecke zu studieren. Bei dem zweiten Minimum hört im

märkreise die Schwingung auf. In diesem Augenblick ist im
cundärkreise ein Maximum der Amplitude und die Sekundär-
wingung klingt von diesem Maximum ohne Rückwirkung auf
i Primärkreis, d. h. ohne weitere Schwebungen, mit schwacher
mpfung ab. Die günstigste Bedingung für das Abreißen des
märfunkens ist immer dann vorhanden, wenn die Schwingungs-
rgie sich im Sekundärkreise befindet. Kommt es darauf an,
Energie aus dem Primär- in den Sekundärkreis übergehen
lassen, so ist die günstigste Koppelung diejenige, bei welcher
Funken im ersten Energieminimum im Primärkreise aussetzt.

Berichtigung.

S. 215, Zeile 4 von unten lies 1,000 035 329 statt 1,000 035 399.

:rlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

elektrotechnik in Einzel-Darstellungen.

Unter Mitwirkung hervorragender Fachmänner herausgegeben von

Dr. Gustav Benischke,

Ober-Ingenieur.

Das unter dem Titel **Elektrotechnik in Einzel-Darstellungen** erscheinende Sammelwerk ist in erster Linie für Studierende an höheren technischen Schulen und für Ingenieure bestimmt, die bereits in der Praxis stehen und über einzelne Gebiete der Elektrotechnik zuverlässig unterrichtet zu sein wünschen.

Das Unternehmen trägt einem allgemein empfundenen Bedürfnis Rechnung, e bisher erschienenen umfangreichen Spezialwerke über die einschlägigen Gebiete lie noch größeren Handbücher über das gesamte Gebiet der Elektrotechnik ihrer pieligkeit wegen naturgemäß nur einem geringen Bruchteil des dafür vorhandenen n Interessentenkreises zugänglich waren.

Andererseits bürgt für den gediegenen Wert und die vollendete Ausführung des vorıden Unternehmens der Umstand, daß durchweg erste Kräfte aus der Praxis, ie zu größeren literarischen Arbeiten am meisten befähigt, für die Ausführung derı aber am wenigsten Zeit haben, für diese kurzen und gedrängten Einzel-Darstelın als Mitarbeiter gewonnen werden konnten, und an deren Spitze ein so hervorıder Fachmann wie Dr. Gustav Benischke als Herausgeber des ganzen Werkes ınt wird.

Heft: **Die Schutzvorrichtungen der Starkstromtechnik gegen atmosphärische Entladungen** von Dr. Gustav Benischke, Ober-Ingenieur. Mit 43 eingedr. Abbildungen. Preis geh. ℳ 1,20, geb. ℳ 1,60.

Heft: **Der Parallelbetrieb von Wechselstrommaschinen** von Dr. Gustav Benischke, Ober-Ingenieur. Mit 43 eingedruckten Abbildungen. Preis geh. ℳ 1,20, geb. ℳ 1,60.

. Heft: **Die Grundgesetze der Wechselstromtechnik** von Dr. Gustav Benischke, Ober-Ingenieur. Mit 113 eingedruckten Abbildungen. Preis geh. ℳ 3,60, geb. ℳ 4,20.

. Heft: **Die vagabundierenden Ströme elektrischer Bahnen** von Dr. Carl Michalke, Ober-Ingenieur. Mit 34 eingedruckten Abbildungen. Preis geh. ℳ 2,50, geb. ℳ 3,—.

. Heft: **Die asynchronen Drehstrommotoren,** ihre Wirkungsweise, Prüfung und Berechnung von Dr. Gustav Benischke, Chef-Elektriker. Mit 2 farb. Tafeln u. 112 Abbild. Preis geh. ℳ 5,50, geb. ℳ 6,—.

. Heft: **Die elektrischen Bogenlampen,** deren Prinzip, Konstruktion und Anwendung von J. Zeidler. Mit 130 Abbildungen und einer Kurventafel. Preis geh. ℳ 5,50, geb. ℳ 6,—.

7. Heft: **Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven** von Dr. Ernst Orlich, Professor u. Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Mit 71 eingedr. Abbildungen. Preis ℳ 3,50, geb. ℳ 4,—.

8. Heft: **Lichtstrahlung und Beleuchtung** von Paul Högner. Mit 37 eingedruckten Abbildungen. Preis geh. ℳ 3,—, geb. ℳ 3,50.

9. Heft: **Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel** von Dipl.-Ing. Herbert Kyser. Mit 73 Abbildungen und 10 Tafeln. Preis geh. ℳ 5,50, geb. ℳ 6,—.

10. Heft: **Die Isoliermittel der Elektrotechnik** von Ingenieur Karl Wernicke. Mit 60 Abbild. und einer Ausschlagtabelle. Preis geh. ℳ 5,50, geb. ℳ 6,—.

Jedes Heft einzeln käuflich. — Weitere Hefte in Vorbereitung.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Sechs Vorträge

über das

thermodynamische Potential

und

seine Anwendungen auf chemische und physikalische Gleichgewichtsprobleme

eingeleitet durch zwei Vorträge über

nichtverdünnte Lösungen

und über den

osmotischen Druck

von **J. J. van Laar.**

Gr. 8°. Preis geh. 3,50 ℳ, geb. 4,20 ℳ

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, verschiedene chemische Gleichgewichtsprobleme mit Hilfe des thermodynamischen Potentials auf exakter thermodynamischer Grundlage streng, doch einfach und ohne umständliche mathematische Entwickelungen zu behandeln.

Nachdem in einem einleitenden Vortrage auf das Unzulängliche der gewöhnlichen Theorie der „verdünnten" Lösungen hingewiesen ist, wobei auch die allgemein verbreitete unrichtige Auffassung des osmotischen Druckes bestritten wird, war es die Aufgabe des zweiten Vortrages, diesen letzten Gegenstand besonders zu beleuchten.

Der osmotische Druck wird als das Druckäquivalent eines gewöhnlichen Diffusionsvorganges betrachtet, und die Nicht-Existenz dieses Druckes in isolierten Lösungen erörtert. Auch die sogenannte Analogie mit den Gasgesetzen wird einer scharfen Kritik unterzogen, und gezeigt, daß diese Analogie nur eine scheinbare sei. Gegenüber dem sekundären Begriffe des osmotischen Druckes wird der primäre des thermodynamischen Potentials hervorgehoben.

In einer Reihe von sechs Vorträgen zeigt der Verfasser sodann, daß die Einführung des thermodynamischen Potentials zu keinerlei verwickelten Berechnungen Anlaß gebe, wie man das oft noch meint, sondern im Gegenteil imstande sei, die verwickeltesten Probleme einfach und exakt zu lösen.

Besonders macht es sich in den ersten drei Vorträgen bemerkbar, daß verschiedene wichtige qualitative Beziehungen auf dem Gebiete der Phasenlehre, ohne Mühe sogleich aufgeschrieben werden können.

In den letzten drei Vorträgen werden sodann in ganz einfacher Weise vielerlei quantitative Beziehungen über Gasdissoziation, Schmelz- und Löslichkeitskurven, Dampfdruckkurven usw. hergeleitet.

Es ergibt sich ferner, daß die verschiedensten elektromotorischen Gleichgewichte einer nämlichen einheitlichen thermodynamischen Behandlung fähig sind.

Wenngleich es verschiedene ausgezeichnete Werke über Thermodynamik gibt, die die genannten Gegenstände mehr oder weniger ausführlich behandeln, so schien es dem Verfasser doch wünschenswert, in einer Reihe von leicht verständlichen Vorträgen das Wichtigste im Lichte der allgemeinen Theorie jedem Studierenden auf diesem Gebiete — Anfänger oder schon Gebildeter — so zugänglich zu machen, daß er selbständig in der angedeuteten Richtung weiter arbeiten kann, was der Entwickelung der theoretischen Chemie sicherlich zugute kommen wird.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

ırg. 6 Heft 8

Berichte

der

ıtschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

rhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. (Fehlen.)
2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.
I. Allgemeine Physik. S. 133. — II. Akustik. S. 136. — III. Physikalische Chemie. S. 136. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 138. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 142. — VI. Wärme. S. 144. — VII. Kosmische Physik. S. 146.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

ch zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Ferdinand Ernecke, Werkstätten f. Präzisions-Mechanik

Hoflieferant Sr. Majestät des deutschen Kaisers

BERLIN-TEMPELHOF, Ringbahnstrasse 4

Physikalische Demonstrationsapparate

Funkeninduktoren neuester Konstruktion

Demonstrations- und Versuchs-Funkeninduktor
Nr. 2112, D. R. G. M.

= Beschreibung steht zu Diensten =

Alle Arten **Projektionsapparate** für Projektion von Bildern und physikalischen Versuchen. — Broschüre über den **Universal-Projektionsapparat, Type NOR,** umfassend 95 Seiten mit 85 Holzschnitten, dritte Auflage, steht zu Diensten

Einrichtung physikalischer und chemischer Kabinette und Laboratorien

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Physik

in gemeinfasslicher Darstellung für höhere Lehranstalten, Hochschulen und zum Selbststudium

von **Dr. Friedrich Neesen,**

Professor an der vereinigten Artillerie- und Ingenieur-Schule und an der Universität Berlin.

Zweite vermehrte Auflage. Mit 294 in den Text eingedruckten Abbildungen und einer Spektraltafel. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ, geb. 4,50 ℳ

ihrg. 6 Heft 9

Berichte

der

eutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

lich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 1. Mai 1908. 315

Vermögens-Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Dezember 1907. 319

Gewinn- und Verlust-Konto am 31. Dezember 1907. 320

O. Lehmann, Flüssige Kristalle, Myelinformen und Muskelkraft. (Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908.) 321

H. Erfle, Anzahl der quasielastisch gebundenen Elektronen im Heliumatom. (Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908; eingegangen am 10. April 1908.) 331

Eilhard Wiedemann, Über das al Bêrûnîsche Gefäß zur spezifischen Gewichtsbestimmung. (Vorgelegt in der Sitzung vom 20. März 1908.) 339

H. Kreusler, Über reines Eisen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908.) 344

Erich Regener, Beobachtung szintillierender Fluoreszenz, hervorgerufen durch β-Strahlen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908.) . 351

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 153. — II. Akustik. S. 155. — III. Physikalische Chemie. S. 155. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 157. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 160. — VI. Wärme. S. 162. — VII. Kosmische Physik. S. 164.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Elektromagnetische
Schwingungen und Wellen.

Von **Dr. Josef Ritter von Geitler,**
ao. Professor der Physik an der k. k. deutschen Universität Prag.

Mit 86 eingedruckten Abbild. gr. 8. Preis geh. 4,50 ℳ, geb. 5,20 ℳ

Kinematik organischer Gelenke.

Von **Prof. Dr. Otto Fischer**
in Leipzig.

Mit 77 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 8 ℳ, geb. 9 ℳ

Leitfaden der Physik
zum Gebrauch bei Experimentalvorlesungen nach Frick, physikalische Technik, 7. Auflage

von **Dr. O. Lehmann,**
Professor der Physik an der technischen Hochschule in Karlsruhe.

Mit 81 eingedruckten Abbildungen. kl. 8. Preis geh. 4,50 ℳ, geb. 5 ℳ

Verhandlungen

der

utschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

Jahrg. 15. Mai 1908. Nr. 8/9.

Sitzung vom 1. Mai 1908.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Vor dem Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des schmerzlichen Verlustes, welchen die Gesellschaft während der vergangenen Ferienzeit erlitten hat, indem ihr Mitglied

Prof. Dr. Walther Wolff

am 15. März d. J. nach langem mit bewunderungswürdiger Energie getragenen Leiden im kräftigsten Mannesalter gestorben ist.

Die Anwesenden ehren das Andenken an den Dahingeschiedenen durch Erheben von ihren Sitzen.

Der Rechnungsführer Hr. **P. Micke** erstattet über Einnahme Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1907 Bericht und legt weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übert des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frh. v. SEHERR-OSS und O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird genommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird ohne Widerspruch genehmigt.

Aus den nun folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat wie folgt, hervor:

Hr. H. RUBENS, Vorsitzender.
Hr. M. PLANCK,
Hr. E. WARBURG,
Hr. E. HAGEN,
Hr. W. NERNST,
Hr. H. DU BOIS,
Hr. A. KOEPSEL,
Hr. H. BOAS,
} Beisitzer.
Hr. P. MICKE, Rechnungsführer.
Hr. E. JAHNKE, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. F. KURLBAUM, Schriftführer.
Hr. O. v. BAEYER, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frh. v. SEHERR-THOSS,
Hr. O. KRIGAR-MENZEL,
} Revisoren.
Hr. E. LADENBURG, Bibliothekar.
Hr. F. KIEBITZ, stellvertretender Bibliothekar.
Hr. R. ASSMANN,
Hr. K. SCHEEL,
} Redakteure der „Fortschritte der Physik“,

letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. H. KAYSER,	Hr. K. SCHEEL,
Hr. H. KONEN,	Hr. G. C. SCHMIDT,
Hr. A. v. OETTINGEN,	Hr. E. WARBURG,
Hr. A. PFLÜGER,	Hr. W. WIEN,
Hr. H. RUBENS,	Hr. A. WÜLLNER.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. VOIGT gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstands-
1908/09 folgendermaßen festgesetzt:

Im Jahre 1908:

Mai:	Freitag, den	1., 15. und 29.
Juni:	„ „	19.
Juli:	„ „	3.

Oktober:	Freitag, den	23.
November:	„ „	6. und 20.
Dezember:	„ „	4. und 18.

Im Jahre 1909:

Januar:	Freitag, den	8. und 22.
Februar:	„ „	5. und 19.
März:	„ „	5. und 19.
April:	„ „	30.
Mai:	„ „	14. und 28.

Sodann spricht Hr. **A. Koepsel** über:
neues Verfahren zur Übertragung von Bewegungen geringer Energie.

Ferner berichtet Hr. **H. Kreusler**
über reines Eisen.

Weiter beschreibt Hr. **Erich Regener** eine
›bachtung szintillierender Fluoreszenz, hervorgerufen durch β-Strahlen.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende während der Ferien
Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ eingegangenen Mit-
ungen vor:

1. **O. v. Baeyer:** Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern.
2. **H. Erfle:** Anzahl der quasielastischen gebundenen Elektronen im Heliumatom.
3. **O. Lehmann:** Flüssige Kristalle, Myelinformen und Muskelkraft.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. RUDOLF Freiherr VON HIRSCH, München, Leopoldstr. 4.

Hr. Ingenieur Dr. J. ROSENTHAL, München, Bavariaring 10.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. L. GRAETZ.)

am 31. Dezember 1907.

Aktiva.	Mark	Pf.	*Passiva.*	Mark	Pf.
Bibliothek-Konto	12 920	—	Kapital-Konto	118 040	95
Effekten-Konto[1])	106 768	25	Friedr. Vieweg u. Sohn	1 015	09
Deutsche Bank, Guthaben	3 160	78	Kautions-Kreditoren-Konto (Forderung des Kgl. Hauptsteueramts für Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate)	3 924	—
Kautions-Effekten-Konto (4500 M. 3 proz. Deutsche Reichsanleihe sind als Sicherstellung der Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate bei dem Kgl. Hauptsteueramt hinterlegt)	3 924	—	Stiftungsfest-Konto	90	—
			Mitgliederbeitrags-Konto	80	—
			Gewinn- und Verlust-Konto	5 528	14
Inventar-Konto	148	—			
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Jahresbericht-Konto, Bd. 62	688	04			
„ „ „ 63	450	—			
„ „ „ 64	482	—			
Kassa-Konto	23	81			
Versicherungen-Konto	63	30			
	128 678	18		128 678	18

[1]) Hierin sind 86764,— ℳ enthalten, welche aus der Riessschen Erbschaft stammen. Die Zinsen hieraus stehen bis zu dessen Tode noch einem dritten Nutznießer zu.

Berlin, den 1. Mai 1908. (gez.) **P. Micke**, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

M. Frh. v. Seherr-Thoss. **O. Krigar-Menzel.**

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1907.

Debet.	Mark	Pf.	*Kredit.*	Mark	Pf.
Bureaubeamte	550	—	Vortrag aus 1906	5 406	65
Bote, Diener, Heizer, Portier	872	34	Beiträge Berliner Mitglieder pro 1907. I.	2 130	—
Bücher und Zeitschriften	430	74	„ „ „ „ 1907. II.	2 090	—
Buchbinder	554	20	„ auswärtiger Mitglieder 1907	1 065	—
Bibliothek, Abschreibung a. Inventar	34	25	Zinsen der Wertpapiere	684	—
Verhandlungen	884	06	„ des Bankguthabens	128	20
Fortschritte der Physik, Bd. 61, Verlag	480	25			
„ „ „ Bd. 61, Redaktion	471	21			
Laufende Ausgaben der Redakteure	273	40			
Versicherung	16	—			
Bureaubedürfnisse	240	20			
Porti	619	85			
Museumsbeitrag	30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest	30	—			
Beteiligung a. d. Naturforscherversamml.	300	—			
Extraordinaria	189	21			
Gewinn-Vortrag aus 1906 5 406,65					
Gewinn in 1907 121,49	5 528	14			
	11 503	85		11 503	85

Vorstehender Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Flüssige Kristalle, Myelinformen und Muskelkraft; von O. Lehmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 318.)

Eines der schönsten Demonstrationsobjekte für flüssige Kristalle t, wie ich erst neuerdings gefunden habe, das Lecithin[1]). Es t eine esterartige Verbindung von Cholin und Glycerinphosphorure, die mit Stearin- und Palmitinsäure zu einem Glycerid verunden ist, auch gibt es eine Distearin- und eine Dioleïnverbindung. ı größerer Menge ist es im Gehirn und im Nervenmark entalten. Daß eine flüssig-kristallinische Modifikation desselben istieren könnte, habe ich bereits früher vermutet, nach einer litteilung des Herrn H. AMBRONN[2]), welcher schreibt: „Bekannt t, daß man durch mechanischen Druck aus markhaltigen Nerven as Myelin in Form von Tropfen herauspressen kann; diese ropfen zeigen im polarisierten Lichte ein positives Kreuz. Es innert das optische Verhalten des Myelins, mit welchem dasnige des Lecithins vollständig übereinstimmt, an die von LEHANN beschriebenen Körper, welche im flüssigen Aggregatzustande ach seiner Anschauung kristallinische Struktur haben sollen." err AMBRONN hatte damals die Freundlichkeit, mir eine kleine lenge der Substanz zuzusenden, es gelang mir aber nicht, deutche flüssige Kristalle damit zu erzielen, ebensowenig bei einem äter von MERCK bezogenen Präparat. Erst vor kurzem bemerkte h, daß die gesuchten Kristalle überraschend schön sich ausilden, wenn man als Lösungsmittel nicht, wie ich früher getan atte, absoluten Alkohol verwendet, sondern solchen, der mit etwas asser verdünnt ist, was darin seinen Grund haben mag, daß die ı Betracht kommende Modifikation Kristallwasser[3]) enthält. Be-

[1]) Zu beziehen von E. MERCK in Darmstadt. (Dargestellt aus Eidotter, as Dekagramm zu 2,20 ℳ.)

[2]) H. AMBRONN, Ber. d. königl. sächs. Ges. d. Wiss. 42, 425, 1890.

[3]) Im Gegensatz zu anderen Kristallwasserverbindungen ist sie aber in asser unlöslich, ebenso wie die anderen Stoffe, welche Myelinformen bilden.

züglich der Form und des Verhaltens der flüssigen Kristalle genüge es, zu bemerken, daß sie vollkommen denjenigen des Ammoniumoleats und der übrigen Oleate[1]) gleichen, mit welchen sie auch in allen Verhältnissen Mischkristalle bilden zu können scheinen. Sie sind indessen deutlicher zu sehen als die Seifenkristalle, da sie das Licht stärker doppelt brechen als diese.

Verstärkt man den Wasserzusatz, so erhält man nur noch Kugeln mit schwarzem Kreuz, oft das ganze Gesichtsfeld gleichmäßig mit solchen erfüllt. Dies sind bereits Myelinformen[2]). Man kann auch bakterienartige Stäbchen und Schlangen erhalten und diese beim Erwärmen der Lösung verschwinden und beim Abkühlen neu auftreten sehen, ganz wie die ähnlichen Gebilde bei Paraazoxyzimtäthylester, die ich als scheinbar lebende Kristalle beschrieben habe[3]), nur mit dem Unterschied, daß keine Bewegungserscheinungen zu bemerken sind. Wenn ich früher als wesentlichen Unterschied beider hervorgehoben habe, daß Myelinformen immer nur an der Grenze zweier verschiedener Lösungen entstehen können, nicht frei wie Kristalle inmitten einer Lösung, so läßt sich diese Annahme nach den neuesten Beobachtungen nicht mehr aufrecht erhalten. Es ist mir auch gelungen, die nähere Konstitution beider Gebilde nunmehr völlig aufzuklären.

Ambronn spricht sich a. a. O. bezüglich der Myelinformen dahin aus (S. 425): „Breitet man etwas Lecithin auf einem Objektträger aus und setzt Wasser hinzu, so wachsen nach kurzer Zeit jene Gebilde hervor, die sehr bald eine deutliche doppelte Konturierung zeigen und zu den mannigfaltigsten Figuren sich entwickeln; die Spitzen der fortwachsenden Schläuche führen dabei fast fortwährend rotierende Bewegungen aus. Man kann das Wachstum, sowie die Struktur dieser Schläuche, Kugeln u. dergl. tagelang unter dem Mikroskop verfolgen, wenn man statt Wasser verdünntes Glycerin zusetzt; das Wachstum erfolgt dann, wie es scheint, bedeutend langsamer. Sie besitzen sämtlich eine

---

[1]) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, Leipzig, W. Engelmann, 1904, S. 27.

[2]) Entdeckt von Virchow, Virchows Arch. 6, 571, 1854. Siehe auch O. Lehmann Molekularphysik 1, 522, 1888 u. Flüssige Kristalle 1904, S. 253 ff.

[3]) O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) 19, 22, 407; 20, 63, 1906 und Die scheinbar lebenden Kristalle, Eßlingen, J. F. Schreiber, 1907.

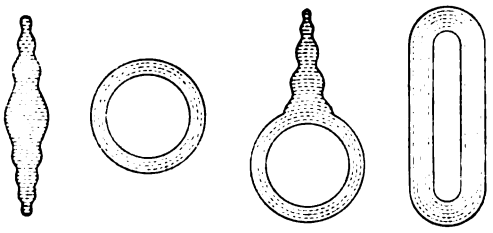
lte Kontourierung und sind wohl zweifellos als Nieder-
ıgsmembranen anzusehen, wenn auch über das Zustande-
ıen derselben in chemischer Hinsicht so gut wie nichts be-
ist."

. QUINCKE[1]) äußert sich: „Die an den sogenannten „fließen-
ristallen" von O. LEHMANN beobachteten Erscheinungen sind
g den bei Myelinformen und Ölschäumen auftretenden Er-
ıungen und erklären sich durch geringe Mengen ölartiger
gkeit, die sich in der erkaltenden Flüssigkeit abscheidet."
Kehrt man diese Behauptung gerade um und sagt, daß sich
lyelinformen durch die Bildung flüssiger Kristalle erklären
ı Existenz QUINCKE leugnet), aber nicht einfach damit iden-
sind, so trifft dieselbe zu. Die Bildung der oben erwähnten
förmigen Tropfen mit schwarzem Kreuz zwischen gekreuzten
s, neben welchen wohl auch polyedrische flüssige Kristalle ge-
lich infolge des Einfließens kleinerer Individuen mit knorriger
läche (Fig. 1) auftreten, erklärt sich tatsächlich durch
Bildung einer „öligen Flüssigkeit", aber in ganz anderer
e, als QUINCKE meinte. Man gelangt leicht zum Ver-
nis der Erscheinung, wenn man berücksichtigt, daß das
hin wohl in Alkohol, nicht aber in Wasser löslich ist. In
inntem Alkohol ist die Löslichkeit in der Wärme größer,
aß sich beim Abkühlen der Überschuß ausscheiden muß.
ich wie in zahlreichen anderen Fällen solcher Art geschieht
Ausscheidung, falls genügend Wasser vorhanden ist, unter
chtenbildung, d. h. es bilden sich Tropfen einer hoch-
ntrierten übersättigten Lösung in der substanzarm gewordenen
erigen Lösung, welche ihrer Natur nach als isotrope Kugeln
einen. Bei fortschreitender Abkühlung scheiden sich in
n Tröpfchen „öliger Flüssigkeit" optisch einachsige, fließende
alle aus, welche, mit der Tropfenoberfläche in Berührung
nend, sich alsbald auf dieser ausbreiten und zwar ganz
Regel gemäß[2]) so, daß überall die optische Achse senkrecht
Tropfenoberfläche steht. Mit anderen Worten: Jeder Tropfen
rzieht sich mit einer flüssig-kristallinischen Haut

[1]) G. QUINCKE, Wied. Ann. 53, 632, 1894.
[2]) Siehe O. LEHMANN, Flüssige Kristalle, S. 45, Fig. 79 bis 82.

von gleichmäßiger Beschaffenheit, in welcher die optische Achse überall radial steht. Falls man sich die Moleküle als optisch einachsige Blättchen vorstellt, sind diese der Oberfläche überall parallel zu denken (Fig. 2), ähnlich wie auch bei gefrierendem Wasser die Eiskriställchen sich mit der optischen Achse senkrecht zur Wasserfläche anordnen. Naturgemäß muß ein solcher hohler flüssiger Sphärokristall in jeder Lage, in welche man ihn bringt, ein schwarzes Kreuz zeigen. Kommt ein polyedrischer Kristall damit in Berührung, so fließt dieser, wie Fig. 3 zeigt, mit der flüssig-kristallinischen Oberflächenschicht zusammen und wird schließlich von derselben völlig aufgenommen,

Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.



so daß sich die Dicke der Schicht entsprechend vermehrt, und die Ordnung der Interferenzfarben steigt ohne erhebliche Änderung des Tropfendurchmessers. So beobachtet man denn die merkwürdige Erscheinung, daß sich neben isotropen Kugeln auch doppelbrechende vorfinden und zwar von verschiedenster Stärke der Doppelbrechung bei annähernd gleichem Durchmesser; manche, die nur schwach das dunkle Grau der erten Ordnung zeigen, neben anderen, die in glänzendsten Polarisationsfarben schillern.

Die Lage der Moleküle in einem solchen hohlen flüssigen Kristall ist durch die Oberflächenspannung erzwungen gegen die Wirkung der molekularen Richtkraft. Natürlich besteht deshalb bei ihm eine Tendenz, in polyedrische Gestalt überzugehen, welche um so mehr anwächst, je dicker die flüssig-kristallinische Schicht wird und je kleiner der ursprüngliche Tropfen war. Bei genügender Kleinheit ist das Gebilde labil, die stabile Form wird ein Zylinder mit abgerundeten Enden. So resultieren aus diesem Widerstreit der beiden Kräfte die bakterienartigen Stäbchen, deren

Struktur somit durch Fig. 4 angedeutet wird, in Übereinstimmung mit dem optischen Verhalten. Der Kanal im Innern hat im allgemeinen geringen Durchmesser und kann lediglich als feiner, schwarzer Strich angedeutet erscheinen [1]).

Wächst der hohle stabförmige Kristall, so werden die neu hinzukommenden Moleküle nicht einfach außen angelagert, er strebt vielmehr, seine normale Polyederform zu erlangen und streckt sich demnach durch Wirkung seiner Gestaltungskraft [2]) unter Überwindung der Oberflächenspannung bei gleichbleibender Dicke in die Länge, die zukommenden Moleküle werden also entweder unter Auseinanderdrängung der vorhandenen ins Innere hineingezogen, oder das Ganze zieht sich in die Länge, bis wieder die frühere, der Menge eingeschlossener isotroper Flüssigkeit entsprechende Dicke erreicht ist. Wird umgekehrt die Oberflächenspannung überwiegend, so schrumpft das Stäbchen oder die Schlange plötzlich zu einer Kugel zusammen oder zerfällt unter Einschnürung in zwei oder mehr Kugeln, es findet Selbstteilung statt.

Hiermit dürfte die Natur der Myelinformen und der scheinbar lebenden Kristalle im wesentlichen aufgeklärt sein. Die rätselhaften Erscheinungen sind lediglich Wirkungen der Gestaltungskraft im Verein mit der Oberflächenspannung.

Daß sich Myelinformen auch einfach beim Einbringen von Lecithin in Wasser bilden, beruht augenscheinlich darauf, daß sich auch in diesem Falle die „ölige Flüssigkeit", die hochkonzentrierte, in Tropfen auftretende Lösung neben der substanzarmen, wässerigen Lösung bildet und daß erstere, weil übersättigt, alsbald flüssige Kristalle abscheidet, die sich auf ihr ausbreiten [3]). Quinckes Ansicht (l. c. S. 630), die Myelinformen seien „hohle, mit Seifenkristallen gefüllte Säcke von Ölsäure", ist durchaus unzutreffend; es sind in Wirklichkeit Säcke von flüssig-kristallinischer Seife bzw. Lecithin, in deren Innerm sich eine ölige Flüssigkeit (hochkonzentrierte Lecithinlösung) befindet, die aber an Quantität

[1]) O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) 19, 24, Fig. 37, 1906.

[2]) O. Lehmann, Diese Verhandlungen 8, 143, 1906.

[3]) Besonders gut sieht man letzteres beim Vermischen alkoholischer Lecithinlösung mit Wasser.

so gering sein kann, daß sie sich der Beobachtung entzieht, s daß die Gebilde als völlig massive flüssig-kristallinische Masse erscheinen.

Entsprechendes gilt natürlich für die zahlreichen andere Fälle, in welchen die Bildung von Myelinformen beobachtet wird Es sei insbesondere hingewiesen auf eine vor kurzem erschienen Arbeit von CHARLES POWELL WHITE [1]), welche wesentlich zur Au klärung der Erscheinungen beigetragen hat. Er vermutet, de Cholesteringehalt des käuflichen Lecithins bedinge die Bildun der Myelinformen. Wie schon v. BRÜCKE [2]) und BROCKBANK [3]) fande umgibt sich ein Kristall von Cholesterin beim Einbringen i Seifenwasser mit Myelinformen, indem es sich allmählich auflös so daß schließlich letztere allein übrig bleiben.

WHITE erhielt solche auch beim Erhitzen von Cholesteri mit Glycerin, Phosphorsäure, Cetylalkohol, Mono- oder Dipalmiti Ferner, wie ähnlich auch schon NEUBAUER, GAD u. a. [4]), durc Vermischen der Lösungen von Alkalien mit Fettsäuren od Cetylalkohol oder durch Eintragen eines Gemisches von Cholesteri und Fettsäure in Wasser. Bezüglich der letzteren schreibt e „If a cholesterol-fatty acid mixture be carefully watched as i cools, the first structures to appear are often extremely long, fin hair-like threads, often in vigorous movement, and the globul result from these by the sudden contraction of the long thread These appearances exactly correspond with appearances describe in certain cerebro-spinal fluids by Dr. F. C. EVE at the meetin of the British Medical Association in 1907."

Besonders lehrreich fand ich ein Gemisch von Stearinsäur Palmitinsäure, Cholesterin und Glycerin, bei welchem man di nachträgliche Umhüllung der anfänglich isotropen Tropfen bei Abkühlen mit flüssigen Kristallen deutlich verfolgen kann. Wi energisch die molekulare Richtkraft flüssiger Kristalle wirkt, kan man erkennen bei einem Gemisch von Ammoniumoleat, Cholesteri

---

[1]) CH. P. WHITE, Cholesterol, Fluid Crystals and Myelin Forms, Medica Chronicle, March 1908.

[2]) E. v. BRÜCKE, Wien. Sitzb. 79 [3], 267, 1879.

[3]) BROCKBANK, Gall Stones, Birmigham, Hall and English 1893.

[4]) NEUBAUER, Virchows Arch. 36, 303, 1866; GAD, DU BOIS-REYMOND Arch. f. Anat. u. Physiol. 1878, S. 181; GAD und HEYMANS, a. a. O. 1890 S. 531; A. FAMINTRIN, Bull. Ac. Imp. Pétersb. 29, 214, 1884.

Alkohol und Wasser, wobei die sich ausscheidenden blättchenförmigen Cholesterinkristalle sich alle in paralleler Stellung senkrecht zur Achse in die flüssigen Kristalle des Ammoniumoleats einlagern (ähnlich den Strichelchen in Fig. 1). Auf dieser molekularen Richtkraft beruht die Gestaltungskraft, welche, wie gezeigt, die wahre Ursache der Bildung der Myelinformen ist, entgegen QUINCKES Auffassung, welcher dieselbe in Oberflächenspannungsdifferenzen suchte[1]).

Bereits GAD (1878) hat die Bildung der Myelinformen mit der Pseudopodienbildung bei Amöben verglichen, zu welchem Vergleich weiterhin auch der Umstand Anlaß gibt, daß die Stoffe, welche Myelinbildungen hervorrufen, wie Lecithin, Cholesterin, Oleïn usw., auch Bestandteile des Protoplasmas sind. Ich hatte früher jene Protoplasmaströmungen auf Oberflächenspannungsdifferenzen zurückzuführen versucht[2]), welcher Gedanke dann von QUINCKE und BÜTSCHLI[3]) weiter ausgeführt wurde und heute gewöhnlich als QUINCKES Theorie bezeichnet wird[4]), obschon QUINCKE meine Vorarbeiten, die er auch zuweilen erwähnt, kannte. Nachdem nunmehr die Bildung der Myelinformen sich als Wirkung der Gestaltungskraft herausgestellt hat, wird notwendig, zu untersuchen, ob diese nicht auch bei den Protoplasmabewegungen wenigstens teilweise als Ursache in Betracht kommen konnte.

Von hervorragendem Interesse in dieser Richtung sind die Untersuchungen von TH. ENGELMANN[5]), welchen zufolge alle kontraktilen Formelemente positiv einachsig doppelbrechend sind: „Die bei gleicher Dicke stärker doppelbrechenden quer gestreiften Muskeln entwickeln größere Kraft als die schwächer anisotropen glatten. Relativ stark anisotrop und von großer Kraft sind viele Flimmerorgane. Die geringste Kraft entwickelt das kontraktile Protoplasma . . .“ „Bei der Ontogenese der Muskelfasern und Flimmerorgane treten Doppelbrechung und Kontraktilität

[1]) Vgl. auch O. LEHMANN, Molekularphysik 1, 522, 1888.

[2]) O. LEHMANN, ZS. f. Krist. 10, 12, 14, 1885 und Molekularphysik 1, 273, 1888; 2, 495, 1889; Flüssige Kristalle 1904, S. 253, Anm. 13.

[3]) Siehe G. QUINCKE, Wied. Ann. 53, 623, 1894.

[4]) Z. B. in J. LOEB, Vorlesungen über die Dynamik der Lebenserscheinungen, Leipzig, Ambr. Barth, 1906.

[5]) TH. W. ENGELMANN, Berl. Akad. 1906, S. 694.

*

gleichzeitig auf . . ." „Bei der physiologischen Kontraktion der Muskeln findet, wie eine Abnahme der verkürzenden Kraft, so auch eine Abnahme des Doppelbrechungsvermögens statt. Bei der Erschlaffung treten die entgegengesetzten Änderungen ein." Die Anisotropie der Muskeln kommt auch dadurch zum Ausdruck, daß die elektrischen Organe der elektrischen Fische nur abgeänderte Muskelfasern sind, wenn sie auch nicht, wie diese, chemische Energie in mechanische, sondern in elektrische umsetzen.

Daß die gewöhnlichen Protoplasmabewegungen auf gleicher Ursache beruhen, wie die Muskelkontraktionen, also nicht einfach auf Oberflächenspannungsdifferenzen beruhen können, drückt auch VERWORN[1]) aus, indem er sagt: „Amöboide Bewegung, Muskelbewegung und Flimmerbewegung sind ihrem Wesen nach identisch, sie beruhen auf abwechselnder Kontraktion und Expansion der lebendigen Substanz durch gegenseitige Umlagerung ihrer Teilchen." Diese Umlagerung muß eine chemische sein, da die Energie der Muskelarbeit aus chemischer Energie entspringt und die Anisotropie der Fasern bei Kontraktion sich ändert, was auf Änderung der Moleküle hinweist[2]). Man könnte sich denken, das Protoplasma sei ein Gemisch mehrerer Stoffe, die in Folge des Reizes, etwa durch Wirkung einer vom Nerven ausgeschiedenen katalytisch wirkenden Substanz, sich teilweise chemisch verbinden, also andere Moleküle mit anderer Gestaltungskraft bilden, so daß z. B., wenn das Ganze einen säulenförmigen flüssigen (Misch-)kristall darstellen würde, dann Kontraktion zu einem tafelförmigen (bei annähernd gleichbleibendem Volumen) eintreten würde, wie ja auch die Muskelfaser bei Kontraktion sich der Quere nach ausdehnt, so daß das Volumen erhalten bleibt. Beim Erschlaffen würde Rückbildung der früheren Moleküle eintreten, nachdem die bei der Kontraktion frei gewordene Kohlensäure usw. wieder durch neu eindiffundierten Sauerstoff usw. ersetzt ist. Das Eindiffundieren ist dadurch möglich, daß die Masse nicht einen kompakten Kristall darstellt, sondern ein schwammiges (gallertartiges) Gerüst von weichen

[1]) VERWORN, Allgemeine Physiologie, Jena 1897, 2. Aufl., S. 257.
[2]) O. LEHMANN, Ann. d. Phys. (4) 20, 77. 1906.

Kriställchen[1]) (Micellen), dessen Poren mit Nährflüssigkeit erfüllt sind. Im Falle der Protoplasmabewegung mögen diese Kriställchen wirklich flüssige Kriställchen oder zähflüssige amorphe Stoffe mit teilweise parallelen Molekülen sein, so daß nur die durch Oberflächenspannung und Expansivkraft bedingte Gestaltungskraft zur Geltung kommt. Bei Flimmerbewegung und Muskelkontraktion handelt es sich aber sicher um feste, wenn auch weiche Gebilde, so daß für die Gestaltungskraft auch die Elastizität in Betracht zu ziehen ist, d. h. die zwischen den Molekülen wirkende Attraktionskraft, die wegen der durch die molekulare Richtkraft bedingten Anisotropie der Expansivkraft und wegen der Unfähigkeit der Moleküle fester Körper, von Ort zu Ort zu wandern[2]), ebenfalls anisotrop sein muß, wenn Gleichgewicht zwischen beiden bestehen soll. Änderung der Moleküle stört dieses Gleichgewicht, bis sich unter Auftreten der Kontraktion bzw. der Erschlaffung ein neues Gleichgewicht hergestellt hat. Daß die Größenordnung der hierbei auftretenden Kräfte mit den bei der Muskelkontraktion auftretenden übereinstimmt, erwähnt schon Th. Engelmann: „Eine feuchte Darmsaite von etwa 0,7 mm Dicke suchte sich beim raschen Erwärmen auf 130° mit einer Kraft von über 1000 g zu verkürzen, was etwa dem 14fachen der absoluten Kraft menschlicher Muskeln entspricht.“ Engelmann bringt die Erscheinung mit der Kontraktion von gespanntem Kautschuk in Zusammenhang, welche man sich dadurch erklärt, daß die in die Länge gezogenen Zellen infolge der stärkeren Ausdehnung ihres Inhaltes Kugelform anzunehmen streben und sich dadurch verkürzen. Nach Quincke und Bütschli hätten allerdings auch die fraglichen organischen Stoffe Schaum- oder Wabenstruktur und man kann annehmen, daß bei der Quellung der osmotische Druck in den langgestreckten Waben steigt (Turgor) und eine analoge Verkürzung bei gleichzeitiger Querausdehnung bewirkt. Nach meiner Auffassung ist aber die Quellung nicht ein einfaches Eindiffundieren von Wasser in die Poren, sondern

[1]) O. Lehmann, ZS. f. Kristallogr. 1, 453, 460, 1877; Molekularphysik 1, 503, 513, 522, 532, 533, 664 (Fig. 299), 1888; v. Weimarn, ZS. f. Chem. d. Kolloide, 2. Suppl.-Heft, 1908.

[2]) Siehe O. Lehmann, Vierteljahrsber. d. Wien. Ver. z. Förd. d. phys. u. chem. Unterr. 12, 239, 1907.

eine Bildung neuer Moleküle, eines Hydrats [1]) und die auftretend Kräfte sind diejenigen, die ich als molekulare Drehmomente beschrieben habe. Vermutlich können solche auch bei amorph Stoffen auftreten, die durch teilweise Parallelrichtung von Mo külen anisotrop geworden sind.

Daß jene Kräfte direkte Umwandlung chemischer Energie mechanische bewirken können, wie die Muskeln, schließe daraus, daß, falls ihre Wirkung durch entgegenstehende Hind nisse gehemmt wird, auch die Umwandlung, d. h. der chemis Prozeß, unterbleibt.

---

[1]) Siehe Molekularphysik 1, 597, 1888.
[2]) O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) 21, 381, 1906.

Karlsruhe, 13. April 1908.

Anzahl der quasielastisch gebundenen Elektronen im Heliumatom;

von H. Erfle.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)
(Eingegangen am 10. April 1908.)
(Vgl. oben S. 318).

Für die α-Teilchen der radioaktiven Substanzen ist bekanntlich aus Messungen der magnetischen und elektrischen Ablenkung der entsprechenden Strahlen als Verhältnis von Ladung zur Masse der Wert 5×10^3 gefunden worden. Nach RUTHERFORD [1]) ist die wahrscheinlichste Hypothese zur Deutung dieses an sich überraschenden Resultates die, daß das α-Teilchen ein Heliumatom mit zwei positiven Elementarquanten ist. Das α-Teilchen würde also aus einem neutralen Heliumatom dadurch entstehen, daß demselben zwei offenbar sehr locker gebundene Elektronen entrissen werden. Auch die Versuche von E. REGENER [2]) über die Zählung der α-Teilchen vermittelst der Szintillation sind mit dieser Hypothese vereinbar.

Jedenfalls ist es von großem Interesse, auch von einem ganz anderen Gesichtspunkte aus die Frage nach der Elektronenzahl im Helium ins Auge zu fassen, nämlich vom Standpunkte der Elektronentheorie der Dispersion aus. Allerdings gibt die Dispersion nur einen Anhaltspunkt für die Zahl der quasielastisch gebundenen Elektronen im Heliumatom. Die Bezeichnung „quasielastisch" soll dabei daran erinnern, daß zur Erklärung der Dispersionserscheinungen in den Bewegungsgleichungen eines Elektrons ein Glied eingeführt wird, welches die in die Ruhelage zurücktreibende Kraft der Entfernung des Elektrons aus der Gleichgewichtslage proportional setzt [3]). Diese das Elektron nach

[1]) RUTHERFORD-ASCHKINASS, Radioaktivität, Anmerkung S. 557.
[2]) E. REGENER, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10, 78—83, 1908.
[3]) Außerdem wird ja noch eine „Reibungskraft" eingeführt, die proportional der Bewegungsgeschwindigkeit des Elektrons gesetzt wird.

der Gleichgewichtslage ziehende Kraft muß um so größer sein, kleiner die Wellenlänge der Eigenschwingung des Elektrons i

Jedes Atom, jedenfalls auch das des Heliums, besitzt vie Elektronen, die in verschiedener Weise an das Atom, teils fe teils locker, gebunden sind. Unter den uns hier interessierend quasielastisch gebundenen Elektronen haben aber nur einige ei losere Bindung an das Atom, d. h. eine merkbar von Null v schiedene Eigenwellenlänge; nur diese loser gebundenen Elektron beeinflussen die Dispersion im sichtbaren Spektralbereiche me lich, während die Elektronen mit ganz kleiner Eigenwellenlä die Dispersion kaum beeinflussen[1]). Im allgemeinen kann n aus der Dispersion nur einen unteren Grenzwert p für die samtzahl p' schwingungsfähiger Elektronen pro Molekül berechn so daß also $p' \geqq p$. Dieser Grenzwert ist nur dann unabhän von der Wellenlänge, wenn nur eine ultraviolette Eigenschwing existiert; und umgekehrt: Ist p für alle Wellenlängen[2]) konst dann existiert nur eine ultraviolette Eigenschwingung. S deren mehrere vorhanden, dann wird p um so größer, je grö die Wellenlängen der Strahlen sind, deren Brechungsexponen zur Berechnung benutzt wurden. p ist um so mehr von p' schieden, je größer die relative Verschiedenheit in den ul violetten Eigenwellenlängen ist. DRUDE hat für eine große Anz von festen, flüssigen und gasförmigen Körpern p berechnet Beziehungen zwischen p und der chemischen Konstitution Moleküls gefunden[3]). Alle diese p waren größer als 1, w als Verhältnis der Ladung zur Masse eines Elektrons $1{,}5 \cdot 10^7$ genommen wurde. Bei den als Kationen möglichen Stoffen die Zahl der schwingungsfähigen Elektronen pro Atom identi mit ihrer Valenz[4]). So hat DRUDE für (gasförmigen) Wasser

[1]) Dagegen können sie sehr wohl den Absolutwert des Brechungsi beeinflussen.

[2]) Welche größer als die der ultravioletten Eigenschwingungen sin

[3]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 14, 677—725, 1904; L. NATANSON, K Anz. 1907, S. 316—354, bes. S. 347—351; H. ERFLE, Ann. d. Phys. (4) 672—708, 1907 und ZS. f. phys. Chem. 61, 399—421, 1908; B. SEEGERT, die Dispersion ultraroter und ultravioletter Strahlen in einigen Flüssigke Diss. Berlin 1908.

[4]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 14, 719 unten, 720, 721, 1904. D Elektronenzahl muß kleiner sein als die ABEGGsche positive Valenzzahl gleich dieser sein, wenn nur eine ultraviolette Eigenschwingung existier

$p = p' = 2$, für Stickstoff $p = 4{,}7$ gefunden. Über die Valenz des Heliums und auch der anderen Edelgase ist noch nichts bekannt. Es ist also von vornherein gar nicht angebbar, wie groß p' und noch weniger, wie groß p sein wird. Man konnte aus dem in der Einleitung Gesagten höchstens schließen, daß sich p kleiner als 2 ergeben würde.

Bis jetzt war für keines der Edelgase die Dispersion gemessen; RAYLEIGH sowie RAMSAY und TRAVERS haben nur die Brechungsexponenten für weißes Licht bestimmt. In diesen Berichten wurden nun kürzlich zwei Arbeiten über das Lichtbrechungsvermögen bzw. die Dispersion des Heliums veröffentlicht. SCHEEL und R. SCHMIDT[1]) geben als Mittelwert aus ihren Messungen (435,8 bis 667,6 $\mu\mu$) 1,000 034 0 als den für das ganze sichtbare Spektrum bei 0° und 760 mm gültigen Brechungsexponenten des Heliums an, wobei der wahrscheinliche Fehler $\pm\ 2.10^{-7}$ ist K. HERRMANN[2]) hat für die Dispersion von Helium bei 0° Temperatur und 760 mm Druck folgende Werte als Mittel aus mehreren Beobachtungen angegeben:

λ in μ	n gegen Vakuum
0,579 / 0,576	1,000 034 384
0,5461	1,000 034 525
0,4359	1,000 035 335

Wie man aus den von HERRMANN[3]) angegebenen Werten ersieht, ist der Fehler sicher kleiner als 10^{-7}; die größten vorkommenden Abweichungen zwischen den äußersten Werten des n für dieselbe Wellenlänge betragen $0{,}2.10^{-7}$.

Die Formel zur Berechnung von p lautet, falls der Einfluß der ultraroten Eigenschwingungen nicht mitberücksichtigt wird:

$$p \cdot \frac{e}{m} = 3{,}26 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{M}{d} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}\right) \cdot \frac{(n_1^2 - 1)(n_2^2 - 1)}{n_1^2 - n_2^2}. \qquad 1)$$

[1]) K. SCHEEL und R. SCHMIDT, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10, 207—210, 1908.

[2]) KURT HERRMANN, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10, 211—216, 1908.

[3]) HERRMANN, l. c., S. 215, 216.

Hierin ist n_1 der Brechungsindex für die Wellenlänge λ_1, n_2 fü
λ_2 (λ_1 und λ_2 in Centimeter gemessen), M das Molekulargewich
d die Dichte der Substanz für die Temperatur, bei welcher di
Brechungsindizes gemessen sind; e ist die Ladung (elektromagnetisc
gemessen) und m die Masse eines Elektrons. Ich nehme nac
her für $\frac{e}{m}$ die Zahl $1{,}5 \cdot 10^7$ an, welche DRUDE aus der Dispersio
des Wasserstoffs berechnet hat (unter Benutzung von $p = p' =$
für das Wasserstoffmolekül). Für ein ideales Gas ist bei 0° un
760 mm $\frac{M}{d} = 2{,}24 \cdot 10^4$. Setzt man

$$n = 1 + \delta,$$

wo δ klein gegen 1, dann wird

$$p \cdot \frac{e}{m} = 14{,}6 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}\right) \cdot \frac{\delta_1 \cdot \delta_2}{\delta_1 - \delta_2}.$$

δ_3 soll sich auf eine zwischen λ_1 und λ_2 gelegene Wellenläng
λ_3, z. B. $\lambda_3 = 0{,}5461\ \mu$, beziehen, dann ist die relative Dispersio

$$\frac{1}{\nu} = \frac{n_{436} - n_{577{,}5}}{n_{546} - 1} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_3}$$

Aus (3) und (4) kann man die in erster Annäherung gültig
Gleichung ableiten:

$$p \cdot \frac{e}{m} = 14{,}6 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}\right) \cdot \frac{\delta_3}{\left(\frac{1}{\nu}\right)}.$$

Hieraus ersieht man, daß bei gleichem δ_3 p um so kleine
je größer die relative Dispersion; bei gleicher relativer Dispersio
ist p um so kleiner, je kleiner δ_3; aus (5) folgt also:

$$\frac{p_{He}}{p_{H_2}} = \frac{\delta_{3(He)}}{\delta_{3(H_2)}} \cdot \frac{\left(\frac{1}{\nu}\right)_{H_2}}{\left(\frac{1}{\nu}\right)_{He}}.$$

Aus den Beobachtungen von HERRMANN berechnet sich fü
Luft $\frac{1}{\nu} = 1{,}33 \cdot 10^{-2}$, für Wasserstoff $1{,}27 \cdot 10^{-2}$, für Helium di
mehr als doppelt so große Zahl $2{,}75 \cdot 10^{-2}$, außerdem ist nac
HERRMANN bei H_2: $\delta_3 = 1390{,}2 \cdot 10^{-7}$, bei He: $\delta_3 = 345{,}25 \cdot 10^{-}$

so daß, wenn man $p_{H_2} = 2$ setzt[1]), $p_{He} = 2 \cdot \frac{345{,}25}{1390{,}2} \cdot \frac{1{,}27}{2{,}75} = 0{,}23$ für das einatomige Heliummolekül. Durch die genauere Berechnung nach (3) ergibt sich:

a) aus $\lambda_1 = 435{,}9 \cdot 10^{-7}$, $\lambda_2 = 577{,}5 \cdot 10^{-7}$, $\delta_1 = 353{,}35 \cdot 10^{-7}$, $\delta_2 = 343{,}84 \cdot 10^{-7}$; $p \cdot \frac{e}{m} = 0{,}422 \cdot 10^7$, d. h. $p = \mathbf{0{,}281}$.

b) aus $\lambda_1 = 435{,}9 \cdot 10^{-7}$, $\lambda_3 = 546{,}1 \cdot 10^{-7}$, $\delta_1 = 353{,}35 \cdot 10^{-7}$, $\delta_3 = 345{,}25 \cdot 10^{-7}$; $p \cdot \frac{e}{m} = 0{,}420 \cdot 10^7$, d. h. $p = \mathbf{0{,}280}$.

p scheint[2]) also von der Wellenlänge unabhängig zu sein, d. h. es ist also nur eine ultraviolette Elektronengattung vorhanden, und $p = p'$. Ein abschließendes Urteil darüber wäre natürlich erst möglich, wenn auch Beobachtungen im Ultraviolett und im Ultrarot vorliegen; die HERRMANNschen Beobachtungen erstrecken sich ja nur über das Intervall 579 bis 436 $\mu\mu$.

Vorhin wurden die Rechnungen direkt an die beobachteten Brechungsexponenten angeknüpft. Es sollen nun die Konstanten der Dispersionsformel und im Anschluß hieran ebenfalls p bestimmt werden. K. SCHEEL und R. SCHMIDT haben versucht, ihre Beobachtungen durch die Dispersionsformel:

$$n - 1 = a + b \cdot \frac{1}{\lambda^2} \qquad 6)$$

darzustellen[3]) und fanden für b nahezu den Wert 0. Die Konstanten der Formel

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} \qquad 7)$$

sind dann $A = 1 + 2a$, $B = 2b$. Nimmt man an, daß nur eine ultraviolette Elektronengattung vorhanden ist, dann kann aus A und B p_v, die Anzahl der Elektronen, die zur Eigen-

---

[1]) Aus den Beobachtungen HERRMANNS für Wasserstoff berechne ich $p = 2{,}43$ (aus λ_1 und λ_2), bzw. $p = 2{,}15$ (aus λ_1 und λ_3).

[2]) Der relative Fehler von p ist im ungünstigsten Falle ($\Delta\delta_1 = -\Delta\delta_2$) $\frac{\Delta p}{p} = \frac{2\Delta\delta_2}{\delta_1 - \delta_2}$ für $\Delta\delta_2 = 0{,}1 \cdot 10^{-7}$, $\delta_1 - \delta_2 = 9{,}51 \cdot 10^{-7}$ wird $\frac{\Delta p}{p} = 0{,}02$.

[3]) l. c., S. 209, 210.

wellenlänge λ_v gehört, pro Molekül berechnet werden[1]). Es i

$$p_v \cdot \frac{e}{m} = 7{,}30 \cdot \frac{(A-1)^2}{B}$$

p_v wird gleich p', wenn nur eine Gattung von Elektronen m Eigenschwingung im Ultraviolett vorhanden ist. Aus (8) kan bei bekannter Größenordnung von A berechnet werden, wie gr B sein muß, unter Annahme irgend eines Wertes für p_v, etw $p_v = 2$[2]). Aus $A - 1 = 6 \cdot 10^{-5}$ folgt dann

$$B = 7{,}30 \cdot \frac{36 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^7} = 8{,}8 \cdot 10^{-16},$$

d. h. $b = 4{,}4 \cdot 10^{-16}$. Danach müßten die Brechungsexponent für die Wellenlängen 667,6 und 435,8 $\mu\mu$ sich um $1{,}3 \cdot 10^{-7}$ unte scheiden, während bei $p_v = \frac{1}{4}$ dieser Unterschied 8 mal größ sein müßte: $10 \cdot 10^{-7}$. Der Wert $1{,}3 \cdot 10^{-7}$ liegt bei Scheel u Schmidt innerhalb der Beobachtungsfehler, während $10 \cdot 10^{-7}$ der Grenze der Beobachtungsfehler liegt. Jedenfalls kann m aus den Messungen von Scheel und Schmidt keine Entscheidu darüber treffen, ob $p_v = \frac{1}{4}$ oder $p_v = 2$ der richtige Wert oder ob p_v irgend einen Wert zwischen $\frac{1}{4}$ und 2 hat: Eine solc Entscheidung ist eher möglich aus den Herrmann schen Beoba tungen; aus diesen berechnet sich[3]):

$$a = 331{,}14 \cdot 10^{-7},\ b = 4{,}22 \cdot 10^{-15},\ A - 1 = 662{,}28 \cdot 10^{-7},$$
$$B = 8{,}44 \cdot 10^{-15}$$

und schließlich

$$p_v \cdot \frac{e}{m} = 0{,}3794 \cdot 10^7, \text{ d. h. } p_v = 0{,}25_8\ ^4).$$

---

[1]) Vgl. hierzu H. Erfle, Ann. d. Phys. (4) 23, 594—598, 19 Formeln (3), (5), (10).

[2]) Vgl. S. 333.

[3]) Aus den Beobachtungen für λ_1 und λ_2 erhält man $b = 4{,}199 \cdot 10^{-}$ aus λ_1 und λ_3 $b = 4{,}241 \cdot 10^{-15}$, Mittel $b = 4{,}22 \cdot 10^{-15}$, für a als Mit aus den drei Werten $331{,}14 \cdot 10^{-7}$. $331{,}19 \cdot 10^{-7}$, $331{,}10 \cdot 10^{-7}$: $331{,}14 \cdot 10^{-}$ Wie man aus (1) ersieht, ist p_v zugleich der Wert von p für $\lambda =$ wenn (7) als Dispersionsformel benutzt wird.

[4]) J. J. Thomson hat Phil. Mag. (6) 11, 769—781, 1906 (On the nu ber of corpuscles in an atom) eine Formel für den Brechungsindex ei einatomigen Gases angegeben, welche für große Wellenlängen λ lau (l. c., S. 771, Formel 2):

$$P = \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = P_\infty + P_0^2 \frac{M}{E'} \cdot \frac{m}{e'} \cdot \frac{1}{N(M + nm)} \cdot \frac{3\pi}{\lambda^2} \cdot$$

Die zugehörige Eigenwellenlänge λ_v ergibt sich aus

$$\lambda_v^2 = \frac{B}{A-1} \text{ zu } 112{,}9 \cdot 10^{-7}\,\text{cm} = 113\,\mu\mu.$$

Bei Gültigkeit von (7) ist die Dielektrizitätskonstante des Heliums

$$n_\infty^2 = 1{,}0000662.$$

p_v ist genügend genau gleich p; es ist also wohl nur eine Elektronengattung mit Eigenschwingung im Ultraviolett vorhanden.

Wenn tatsächlich p als von der Wellenlänge unabhängig erwiesen wird, dann ist $p = 0{,}25$ kein Grenzwert mehr für p', sondern die Zahl p' der quasielastisch gebundenen Elektronen pro Heliumatom selbst. Dies bedeutet also, daß in einem bestimmten Volumen, etwa 1 ccm, die Zahl der Heliumatome größer ist als die Zahl der darin quasielastisch gebundenen Elektronen [1]) (etwa viermal größer).

Setzt man $P = C + \frac{D}{\lambda^2}$, dann ist näherungsweise

$$C = \frac{2}{3}a,\ D = \frac{2}{3}b\left[n - 1 = a + \frac{b}{\lambda^2}\right].$$

Die Anzahl n der Elektronen im Atom kann dann nach J. J. Thomson berechnet werden aus:

$$n = 3\pi \cdot \frac{m}{e'} \cdot \frac{C^2}{D} \cdot \frac{1}{e' \cdot N} \cdot \frac{M}{M + nm}. \qquad \text{I)}$$

Es ist $\frac{M}{M+nm}$ nahe gleich 1. Durch Vergleich von (I) mit Gleichung (8) meiner Arbeit läßt sich zeigen, daß n mit p_v in diesem Falle (d. h. wenn $\mu - 1$ klein und das Molekül einatomig ist) identisch ist. Gleichung (8) lautet nämlich, ausführlich geschrieben:

$$p_v \cdot \frac{e}{m} = \frac{M}{d} \cdot \frac{\pi \cdot H}{e} \cdot \frac{(A-1)^2}{B},$$

wo H die absolute Masse eines Wasserstoffatoms; $\frac{d}{M \cdot H}$ ist die Zahl der Heliumatome in Cubikcentimeter $= N$.

$$\frac{C^2}{D} = \frac{2}{3} \cdot \frac{a^2}{b} = \frac{2}{3} \cdot \frac{(A-1)^2}{4 \cdot B} \cdot 2 = \frac{(A-1)^2}{3B}.$$

Also auch die Thomsonsche Formel ergibt $p_v = 0{,}25$, d. h. bei Helium p_v kleiner als bei Wasserstoff. Die Zahl der quasielastisch gebundenen Elektronen pro Heliumatom ist ein Viertel von der pro Wasserstoffatom, während sie nach J. J. Thomson gleich dem Verhältnis der Atomgewichte, d. h. viermal so groß sein sollte.

[1]) Zu einer ähnlichen Folgerung für einen festen Körper kommt Jean Becquerel, Physik. ZS. 9, 94—100, 1908, durch seine Messungen an einigen

Ich will nochmals hervorheben, daß p' nicht die Gesamtzal der pro Molekül (hier Atom) vorhandenen Elektronen ist, sonde diese kann vielmehr bedeutend größer als p' sein. Wie ja in d Einleitung erwähnt wurde, hat man aus den Beobachtungen a α-Strahlen auf (mindestens) zwei in irgend welcher Weise a Heliumatom locker sitzende Elektronen geschlossen.

Banden des Tysonits, doch ist bei den betreffenden Banden des Tysonits d Quotient $\frac{\text{Elektronenzahl}}{\text{Molekülzahl}}$ noch viel kleiner als beim Heliumgas.

München, Physikalisches Institut der technischen Hochschul
7. April 1908.

Über das al Bêrûnîsche Gefäfs zur spezifischen Gewichtsbestimmung;

von Eilhard Wiedemann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. März 1908.)

(Vgl. oben S. 301.)

Von Instrumenten der Araber oder in diesem Falle richtiger der Perser dürfte keines so bekannt geworden sein als dasjenige, dessen sich ABU 'L RAIḤÂN AL BÊRÛNÎ (973 bis 1048) bediente, um die Mengen Wassers, die je gleichen Gewichten von Metallen und Edelsteinen entsprechen, zu bestimmen [1]). Bisher waren wir für die Kenntnis dieses Instrumentes auf einen Bericht angewiesen, den ein AL CHÂZINÎ (etwa 1121) in seinem Werke „Wage der Weisheit" gibt. Das Werk ist nur in einer jetzt in Petersburg [2]) aufbewahrten Handschrift vorhanden; leider fehlen in dieser eine Reihe von Blättern, so die Einleitung zu der Beschreibung unseres Instrumentes. In Beyrut [3]) ist indes eine Handschrift der Arbeit selbst des großen persischen Gelehrten erhalten.

Über den Inhalt dieser Arbeit und die Art der Darstellung werde ich an einem anderen Orte (Monatshefte für den naturwissenschaftlichen Unterricht) berichten und zeigen, wie die Arbeitsmethode AL BÊRÛNÎs vollkommen der unserigen entspricht. Hier sollen nur die für den Physiker besonders interessanten Abbildungen der Apparate nach den beiden Texten und die Apparatbeschreibung mitgeteilt werden, aus der schon der wissenschaftliche Geist, der AL BÊRÛNÎ beseelte, hervorgeht.

---

[1]) Zum Teil herausgegeben von KHANIKOFF, J. american oriental Society. Vgl. auch E. W., Wied. Ann. 20, 539, 1883.

[2]) Dank der großen Güte von Sr. Exzellenz Herrn Prof. SMIRNOFF konnte ich die Handschrift in Erlangen benutzen.

[3]) Herr Prof. CHEIKHO an der Université St. Joseph in Beyrut war so liebenswürdig, mir seine weiß-schwarze Photographie des Textes zuzuschicken. Leider ist dieser, wie auch die Photographie des Apparates zeigt, stark von Würmern zerfressen.

Von den Abbildungen ist Fig. 1 dem Beyruter Texte entnommen, Fig. 2 dem Petersburger. Sie unterscheiden sich vor allem durch die in dem Ansatzrohr in Fig. 2 sichtbaren Öffnungen. Nach der Beschreibung laufen die Wände des kegelförmigen Gefäßes nicht nach oben spitz zu, sondern bilden eine nach innen konkave Wölbung. Die Worte an den einzelnen Teilen haben bei der Beyruter Zeichnung folgende Bedeutungen. Es steht bei *a* Basis des Apparates, bei *b* Henkel des Apparates, bei *c* Mündung (Hals) des Apparates, bei *d* das Rohr, bei *e* Ende des Rohres,

Fig. 1.

Fig. 2.

bei *f* Ort für die Schale (der Wage). In der Petersburger Figur steht unten „Bild des kegelförmigen Apparates von ABU 'L RAIḤÂN" und an dem Ausflußrohr „das Rohr in Form eines Kanales (Mîzâb)", die anderen Worte entsprechen denen der Beyruter Handschrift.

Ehe AL BÎRÛNÎ seinen eigenen Apparat beschreibt, gibt er an, nach welchen anderen Methoden (Gießen der Metalle in Gußformen, Ziehen von Draht, Bestimmung der Gewichtsverluste im Wasser) er zunächst Versuche angestellt habe (freilich ohne genaue Resultate zu erhalten) und fährt dann etwa so fort:

Ich stellte fort und fort ein Instrument nach dem anderen her und vermied bei dem späteren das, was mir bei dem früheren

mißglückt war, bis ich endlich ein Gefäß von kegelförmiger Gestalt anfertigte, das an der Basis weit und oben eng war; von dort aus erstreckte sich sein Hals in konstanter Weite. In der Mitte[1]) des engen Teiles, nahe an seinem unteren Ende, machte ich ein kleines, kreisrundes Loch und befestigte (lötete) an ihn ein eben so weites gebogenes Rohr, das nach unten geneigt war . . . [2]). Zur Zeit der Beobachtung stand sein Ende gegenüber der Schale der Wage. Dann zerkleinerte ich jedes Metall in große und kleine Stücke. Die großen waren nicht größer, als der Weite des Halses des Gefäßes entsprach, da diese sonst von ihnen verstopft worden wäre, und die kleinen waren nicht beliebig klein, sondern sie hatten die Größe einer Hirse. Mit diesen Stücken verfuhr ich so, daß ich zuerst die großen Stücke in die Mündung des Gefäßes warf, da diese das Wasser heftig bewegten und es höher in die Höhe steigen ließen, als notwendig war. Dann (nämlich nach Einwerfen der großen Stücke) hatte es nichts zu sagen, wenn ich es emporsprudeln ließ, und das war eine Verbesserung der Ausführung, indem ich die kleinen Stücke mittels einer Zange hineinwarf; hierbei wurde die Wasseroberfläche kaum so zerspalten, daß auf ihr eine Bewegung sichtbar war.

Bekanntlich steigt das Wasser entsprechend (dem Volumen) des Hineingeworfenen und daher fließt aus dem Rohre ein Volumen aus, das dem Volumen des hineingeworfenen Körpers gleich ist. Der Rest bleibt in dem Gefäß in seinem ursprünglichen Zustande. Das Instrument hat die beistehende Gestalt (Fig. 1).

Den unteren Teil des Instrumentes habe ich deshalb erweitert, damit er von der hineinzuwerfenden Substanz mehr fasse. Wäre das ganze Gefäß so eng wie der Hals[3]), so wäre seine Form die eines Rohres (Barbach[4]); dann wäre aber seine Handhabung auf der Erdoberfläche schwierig und es könnte leichter umfallen und umstürzen. Da das Instrument mehr fassen soll,

[1]) Es ist gemeint, daß das angesetzte Rohr in einer Meridianebene des Halses liegt.

[2]) Hier ist der Text stark verstümmelt.

[3]) Al Bîrûnî meint, man hätte ein zylindrisches Rohr von der Weite des Halses nehmen können, das man nach unten verlängert; dann hätte es aber nicht festgestanden, sondern wäre leicht umgefallen.

[4]) Barbach ist im allgemeinen ein relativ weites Rohr.

so habe ich die Breite in dem Maße vergrößert, als ich die Länge verminderte. Zwischen dem Leibe des Apparates und dessen Hals brachte ich nicht einen Winkel, wie die Winkel des Dreieckes in dem Gefäß, an, sondern eine glatte Biegung wie bei einem gerundeten Bogen, damit man den Inhalt des Gefäßes leichter herausbringen kann und nichts in ihm festsitzen blieb. Den Hals machte ich eng, damit die Oberfläche des Wassers an der engen Stelle (stark) steigt, wenn die Menge des Wassers auch nur um wenig vermehrt wird; das ist ja aber nicht der Fall, wenn die Stelle weit ist. Das ist offensichtlich! Hat die Mündung des Gefäßes die Werte von einer Spanne auf eine Spanne, so muß man eine der Kichererbse an Volumen gleich große Menge hineinwerfen, damit sich das Wasser so weit erhebt, daß es ausfließt. Ist die Weite die eines kleinen Fingers, so tritt dies beim Einwerfen eines Volumens gleich dem der Hirse ein. Würde die Ausführung (das Arbeiten mit dem Instrument) nicht dadurch erschwert werden, so hätte ich den Hals noch enger gemacht. Und etwas Ähnliches war bei dem Loche und dem Rohre der Fall [1]), indem sich bei ihnen etwas (Besonderes) zeigte, das darin bestand, daß das Rohr nachdem es das Wasser ausgeschüttet und ausgegossen in die Schale der Wage, mit Wasser gefüllt blieb, das es gleichsam einsog und einzwängte. Manchmal tröpfelte aus ihm noch nach dem (ersten) Ausschütten ein Tropfen. Ich setzte mit ihm die Luft durch eine Reihe von Löchern, die ich in die obere Wand des Rohres bohrte, in Verbindung. Die Löcher bilden dann zusammen eine Art Kanal, der kleiner als ein Halbkreis ist. Von diesem Augenblick an ging das Fließen des Wassers, das sich in ihn ergoß, glatt vonstatten und es blieb in dem Rohre nur so viel Wasser hängen, als bei dessen feuchter Natur unbedingt nötig war.

Über die Größe seines Instrumentes macht AL BÎRÛNÎ keine Angaben, doch läßt sich dieselbe aus den Zahlenangaben bei einer Messung mit Gold entnehmen. Er sagt, daß ein aus früheren Beobachtungen erhaltener Mittelwert bestätigt worden sei durch eine Messung mit einem besonders guten und geprüften

[1]) D. h. es trat eine Schwierigkeit ein.

Instrument. Dabei hat sich ergeben, daß für die benutzten 355 Mitqâl[1]) Gold 18 Mitqâl 3 Dânaq, 3 Ṭassûg Wasser verdrängt wurden, oder 8520 Ṭassûg Gold verdrängen 447 Ṭassûg Wasser. Daraus berechnet sich das spezifische Gewicht zu 19,06 und daraus dann das Volumen der 355 Mitqâl (etwa 1600 g) zu rund 84 ccm. Das Gefäß faßt also sicher über 100 ccm, aber wohl auch nicht mehr als 250 ccm. Aus den großen angewandten Mengen erklären sich auch die erhaltenen genauen Resultate.

Bei einem anderen Versuche wurden von 240 Mitqâl (etwa 1080 g) Kupfer 28 Mitqâl 1 Ṭassûg Wasser verdrängt; da sich das spezifische Gewicht des Kupfers hieraus zu etwa 8,66 berechnet, so ergibt sich das geringste Volumen des Gefäßes zu mindestens 125 ccm.

[1]) 1 Mitqâl setzt nach einer besonderen Angabe AL BÊRÛNÎ = 6 Dânaq und 1 Dânaq = 4 Ṭassûg. 1 Mitqâl ist rund 4,5 g. Der Wert wechselt etwas nach den Gegenden.

Über reines Eisen;

von H. Kreusler.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 317.)

Die physikalischen Eigenschaften des Eisens, die Umwand
lungstemperaturen, Hysteresis usw. sind bekanntlich in hohen
Maße abhängig von der Anwesenheit geringer Beimengunge
anderer Substanzen.

Die Frage, wie sich in dieser Hinsicht das ganz reine Eise
verhält, insbesondere ob es Hysteresis zeigt, schien daher vo
Bedeutung. Auf Anregung von Herrn Geh.-Rat WARBURG ver
suchte ich in den Jahren 1902—1905 dieses Thema zu bearbeiten
Infolge meines Wegganges vom Physikal. Institut Berlin gelangt
die Untersuchung nicht zum Abschluß, aus welchem Grunde auch
bisher nichts davon veröffentlicht wurde.

Einem von anderer Seite ausgesprochenen Wunsche ent
sprechend, teile ich im folgenden die bei der Herstellung de
reinen Eisens gemachten Erfahrungen mit.

Das metallische Eisen des Handels, auch das beste Elek
trolyteisen, ist nie ganz rein. Die Verunreinigungen sind wege
ihrer geringen Menge meist schwer zu kontrollieren und noch
schwerer zu beseitigen. Daher wurde von der Verwendung dieser
Materialien von vornherein abgesehen.

Als Ausgangssubstanz wurde das Ammonium-Eisensulfat, a
das reinste im Handel erhältliche Präparat, benutzt. Dasselb
wurde vor der Verwendung noch mehrfach umkristallisiert.

Die zum Fällen von Eisenoxalat verwendete Oxalsäure wurd
viermal aus konzentrierter Salzsäure und wiederholt aus Wasse
umkristallisiert. Eine Probe von 20 g, in einer Platinschale ver
dampft, hinterließ ein minimales Fleckchen von Eisenoxyd, ver
mutlich aus dem benutzten Geräteglas.

Alle benutzte Salzsäure wurde zur Entfernung etwaiger Spuren Schwefelsäure über Kochsalz destilliert.

Schließlich wurde auch das Wasser, welches zum endgültigen Auswaschen der Niederschläge diente, kurz vor dem Gebrauch in Gefäßen aus Jenaer Geräteglas destilliert.

Der zur Reduktion dienende Wasserstoff wurde elektrolytisch aus einer Lösung von reinem Natronhydrat entwickelt, zur Beseitigung der kleinen durch Diffusion hineingelangten Sauerstoffmengen über erhitztes Kupfer geleitet und mit trockenem Natronhydrat getrocknet. Dieser Wasserstoff war hinreichend rein.

Die so häufig notwendige Prüfung des Eisens auf Schwefel wurde in der Weise ausgeführt, daß etwa 1 g Eisen in einem Reagenzglase mit Salzsäure übergossen wurde, worauf ein fester Wattepfropf zum Abfangen der Säurespritzer eingeschoben und das Glas mit einem durchbohrten Kork verschlossen wurde. In dem Kork befand sich ein mit feuchtem Bleipapier überbundenes Glasröhrchen von etwa $^1/_4$ qcm lichter Weite. Die Lösung des Eisens wurde dann durch Erwärmen eingeleitet.

Eisen verhält sich gegen Schwefeleisen anodisch. Es löst sich daher erst alles reine Eisen, auf und die Schwefelreaktion tritt erst gegen Ende ein. Es ist daher darauf zu achten, daß beim Lösen des Eisens kein Rückstand bleibt. Die heiße Lösung von Ammonium-Eisensulfat wurde mit Oxalsäure gefällt, der Niederschlag mit heißem Wasser ausgewaschen, getrocknet und bei Luftzutritt zu Oxyd verbrannt. Die Verbrennung geschah stets mit einer Äthergasflamme, weil das Eisenoxyd als kräftiger Katalysator die im Leuchtgas reichlich vorhandenen Schwefelverbindungen als Schwefelsäure bindet. Dies gibt bei der Reduktion in Wasserstoff zur Bildung von Schwefeleisen Veranlassung. Die Reduktion wurde in einer Röhre aus Hartglas ausgeführt.

Das so erhaltene schwammige Eisen war nachweisbar schwefelhaltig, teils weil das Eisenoxyd von der Oxalatfällung her noch Schwefelsäure enthielt (dieselbe läßt sich durch Auswaschen nicht vollständig entfernen), teils aus einem anderen Grunde, der später näher berücksichtigt werden wird.

Der Eisenschwamm wurde darauf in Salzsäure gelöst, die Lösung längere Zeit gekocht, das Fällen mit Oxalsäure, Waschen, Trocknen und Verbrennen in derselben Weise ausgeführt wie vorher.

Dieses Eisenoxyd ist frei von Schwefelsäure, enthält ke
Chlor. Dies ist ohne Bedeutung, weil die Chlorverbindungen d
Eisens durch Wasserstoff leicht zu Metall reduziert werden.

In der Folge erwiesen sich Glas- und Porzellanröhren a
völlig unbrauchbar zur Reduktion. Es ergab sich nämlich, d
feuchter Wasserstoff aus glühendem Porzellan große Men
Schwefelwasserstoff bildet, wozu vermutlich der in der Porzel
masse und namentlich in der Glasur vorhandene Schwefelgeh
Veranlassung gibt. Trockener Wasserstoff ist ganz ohne Ein
aber bevor die Reduktion zu Metall vollständig beendet ist, w
natürlich fortwährend Wasserdampf gebildet.

Seltsamerweise zeigten auch alle versuchten Glasröhren, w
man Sulfate eigentlich nicht mehr vermuten sollte, eine ähnli
wenn auch viel schwächere Schwefelwasserstoffentwickelung.

Wurde durch eine erhitzte Glasröhre einen ganzen Tag l
feuchter Wasserstoff geleitet, so hörte die Entwickelung v
Schwefelwasserstoff schließlich auf. Leider sprangen die so
handelten Röhren regelmäßig.

Es wurden daher alle späteren Reduktionen in einem R
aus Quarzglas ausgeführt. Erhitztes Quarzglas wird von Eis
oxyd stark angegriffen. Der Eisenschwamm war auf seiner Unt
seite stets mit grünlichen Schuppen aus Eisensilikat bedeckt.
sorgfältig entfernt werden mußten.

Das bis jetzt erhaltene Eisen wurde im Vakuum zu Kug
geschmolzen, diese zu dünnem Blech ausgewalzt und aus dies
Blech flache Kästchen gefertigt, in denen dann die weiteren
duktionen im Quarzrohr vollzogen wurden.

Vollkommen frei von Schwefel war aber auch auf diese We
das Eisen nicht zu erhalten.

Es muß erwähnt werden, daß der ganze Apparat an kei
Stelle Kautschuk oder sonst Körper enthielt, bei denen
Schwefelgehalt anzunehmen war. Der sich hartnäckig imm
wieder bemerkbar machende Schwefel konnte entweder nur
dem Eisenoxyd stammen oder er mußte von außen her du
das allerdings sehr dünnwandige Quarzrohr ins Innere eindring
Beide Möglichkeiten hatten wenig Wahrscheinlichkeit für sich

Es wurde daher ein Quantum Eisenoxyd in den Eisensch
chen im Quarzrohr reduziert, dann in der Röhre wieder verbra

und diese Prozesse zwanzigmal wiederholt. Nach jeder Reduktion wurde eine kleine Probe, etwa 1 g, entnommen, um sie auf Schwefel zu untersuchen. Stammte der Schwefel aus dem Eisenoxyd, so mußte er bei dem beschriebenen Verfahren weniger werden.

Es trat aber gerade das Gegenteil ein. Dabei zeigte sich deutlich, daß bei hoher Reduktionstemperatur der Schwefelgehalt ganz beträchtlich größer war, als bei tieferer. (Die Erhitzung geschah durch Bunsenbrenner.)

Diese Beobachtungen schienen mir mit ziemlicher Sicherheit dafür zu sprechen, daß Quarzglas in der Hitze für manche Gase erheblich durchlässig wird. Heute ist, soviel ich weiß, diese Eigentümlichkeit des Quarzglases allgemein bekannt.

Um das Schmelzverfahren weiter durchbilden zu können, stellte ich mir bei möglichst tiefer Temperatur ein etwas größeres Quantum Eisen her und wollte dann das Quarzrohr elektrisch heizen, wozu ich aber nicht mehr kam.

Das bei niedriger Temperatur reduzierte Eisen ist viel zu voluminös, um es ohne weiteres einschmelzen zu können.

Das lockere Eisen wurde in engen Röhrchen aus strengflüssigem Glase mit einer hydraulischen Presse unter gleichzeitiger Stromerhitzung zusammengepreßt. Der dabei freiwerdende Wasserstoff schützt vor Oxydation. Zwischen den so erhaltenen Stiften wurde im hohen Vakuum ein Lichtbogen bei etwa 100 Amp. Stromstärke gezogen. Die abtropfenden Kugeln fielen auf Quecksilber. Alles andere Material, wie Magnesia, Tonerde usw., hatte sich als unbrauchbar erwiesen. In dem Maße, wie die Eisenstifte abschmelzen, müssen die Elektroden nachgeschoben werden, was sich mit Quecksilberdichtungen leicht erreichen läßt. Ist nämlich der Bogen einmal abgerissen, und das Eisen ist an den Enden geschmolzen, so läßt er sich im hohen Vakuum nicht mehr entzünden. Eine andere Schwierigkeit besteht darin, daß der Bogen immer nach den entferntesten Punkten der Elektroden überzuspringen neigt und sich auch nicht durch Magnete dirigieren läßt. Man muß daher die Elektroden im Innern des Vakuumgefäßes bis zu den Eisenstiften schützen. Zur Kontrolle des Vakuums und der Gase, die etwa beim Schmelzen des Eisens zum Vorschein kamen, war das Schmelzgefäß mit einem Spektralrohr versehen. Es zeigte sich, daß der Schmelzraum nicht mit Phos-

phorpentoxyd getrocknet werden durfte, auch zeigten sich, w
die Eisenstifte mit den Fingern angefaßt waren, sofort die Ko
banden im Spektrum. Vermied man die direkte Berührung
benutzte man zum Trocknen metallisches Natrium, so erhielt
ein ganz reines Wasserstoffspektrum und die Quecksilberlin
Letztere waren natürlich immer vorhanden, weil ja der App
Quecksilber enthielt, welches nach einer Schmelzung zien
heiß war.

Die größten erhaltenen Kugeln aus Eisen waren etwa 8
dick. Beim Durchsägen zeigten sie im Innern alle einen kle
spiegelblanken Hohlraum mit einer feinen Öffnung nach au
Diese Blasen rühren vermutlich von Wasserstoff her, der von
Eisen beim Schmelzen in enormen Mengen abgegeben wird.
scheint, daß einmaliges Schmelzen im Vakuum nicht genügt,
allen Wasserstoff zu entfernen, zudem verläuft der Schmelzpr
so rasch, daß es unmöglich ist, allen freiwerdenden Wasser
mit der Pumpe zu entfernen.

Das nach dem beschriebenen Verfahren erhaltene Eisen
von großer Reinheit. Der Gehalt an Schwefel ist äußerst ger
Ein roher kolorimetrischer Vergleich mit dem besten Dyna
blech ergab, daß der Schwefelgehalt des letzteren 50—100000
größer war als der des reinen Materials. Fremde Metalle h
ich nach den mir damals bekannten Reaktionen in den Ausgan
materialien nicht feststellen können. Nachträglich hat sich al
dings herausgestellt, daß etwa $^1/_{1000}$ Proz. Mangan darin enthal
ist. Vermutlich werden auch Kupfer und Nickel in ähnlic
Mengen vorhanden sein.

Was nun die Eigenschaften des von mir hergestellten Eis
betrifft, so sieht es im blanken Zustande dem Platin sehr ähnl
(Es ist bei einem Berliner Juwelier, der die Freundlichkeit ha
mir meine Kugeln auszuwalzen, direkt für Platin gehalten wurd
Es zeigt eine große Politurfähigkeit. Beim Anätzen einer polier
Fläche kommen große Kristalle (manchmal über 1 mm Kant
länge) zum Vorschein. Die Farbe der geätzten Fläche ist gr
weiß. Das Metall ist sehr duktil und zähe. Eine Kugel läßt s
ohne Erhitzung kreuz und quer zum dünnsten Blech auswalz
ohne am Rande Risse zu bekommen. Eine Kugel wurde zu ein
Stäbchen gewalzt und zu Draht von 0,1 mm Dicke gezogen. Au

hierbei wurde der Draht nicht erhitzt. Die Stelle, wo in der Kugel die Gasblase gesessen hatte, riß beim Ziehen ab.

Durch Salzsäure wird das geschmolzene Eisen auch beim Kochen nicht merklich angegriffen. Ein Stück, welches mehrere Monate in Salzsäure gelegen hatte, zeigte eben Andeutungen von Ätzfiguren. Fährt man über ein flaches Stück Eisen unter Salzsäure mit einem feinen Platindraht, ohne zu drücken, so macht sich hinterher die Spur des Drahtes durch eine feine Gasentwickelung bemerkbar. Salpetersäure löst das Eisen leicht auf.

Was die magnetischen Eigenschaften des Eisens betrifft, so sind darüber nur einige flüchtige Orientierungsversuche angestellt worden, da noch zu wenig Material für genaue Messungen vorlag.

Es wurden aus dem Eisen einige dünne Streifen von etwa 5 mm Breite und 15—20 mm Länge hergestellt, ebenso ganz gleiche aus bestem Dynamoblech. Diese Streifen wurden in eine kleine mit Sekundärwickelung umgebene Magnetisierungsspule eingepaßt.

Der beim Schließen und Öffnen des Magnetisierungsstromes auftretende Induktionsstrom wurde durch einen gegengeschalteten eisenlosen Schlittenapparat kompensiert. Beim Kommutieren wurde dann im Galvanometer nur die Wirkung der Hysteresis sichtbar.

In allen Fällen zeigte das reine Eisen eine merklich größere Hysteresis als Dynamoblech. Die Hysteresis scheint daher nicht eine unmittelbare Funktion der Verunreinigungen des Eisens wie Kohlenstoff usw. zu sein.

Nachträglich sind noch einige elektrische Konstanten bestimmt worden. So ergab sich für den spezifischen Widerstand (gemessen an einem Draht von 0,0914 mm Dicke und verschiedener Länge) der Wert:

$$\sigma = 0{,}094 \cdot 10^{-4} \quad \text{bei } 0^0,$$

entsprechend einem spez. Leitvermögen:

$$\varkappa = 10{,}61.$$

Der mittlere Temperaturkoeffizient zwischen 0^0 u. 100^0 beträgt:

$$a = 0{,}0055.$$

Der Gang des Temperaturkoeffizienten ist hierbei zwischen den angegebenen Temperaturgrenzen als linear betrachtet, da die mittlere Abweichung vom wahren Gange nur $\pm$ 2,7 Proz. beträgt.

Zum Vergleich wurde eine Probe von sog. Blumendraht [illegible] annähernd den gleichen Abmessungen untersucht. Es ergab [illegible] für 1°:

$$\sigma = [illegible]$$
$$\varkappa = [illegible]$$
$$\iota = [illegible] \quad 1° - [illegible]$$

Es wurden dann die Drähte in Glühlampenbirnen [illegible] schlossen und im hohen Vakuum einige Zeit durch Stromwä[illegible] auf Gelbglut erhitzt. Das reine Eisen gab dabei meßbare [illegible] mengen nicht ab. Im Gegensatz zu dem Blumendraht [illegible] die elektrischen Konstanten des reinen Eisens hierbei ungeän[illegible] Der spezifische Widerstand des Blumendrahtes war nach dem [illegible] von [illegible] auf [illegible] gesunken.

Der höchste, mir bis jetzt bekannt gewordene Wert für [illegible] Leitvermögen des Eisens ist $\varkappa = [illegible]$ bei 1° Wert von [illegible] Landolt-Börnsteins Tab.

Der höchste Wert für den Temperaturkoeffizienten zwis[illegible] 0° und 100° Dewar u. Fleming find. ist $\sigma = [illegible]$.

Herrn v. Reitzenstein, der die elektrischen Konstanten [illegible] mich gemessen hat, bin ich dafür zu großem Dank verpf[illegible]

Beobachtung szintillierender Fluoreszenz, hervorgerufen durch β-Strahlen;

von Erich Regener.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 317.)

Vor kurzem konnte ich in diesen Verhandlungen[1]) über Versuche berichten, welche eine Zählung der α-Teilchen durch die Lichtpunkte, die sie auf einem Leuchtschirm aus Zinksulfid hervorrufen, betrafen. Diese Versuche ergaben, daß die Zahl der auf dem Leuchtschirm beobachteten Lichtpunkte der Zahl der auftreffenden α-Teilchen entspricht. Es ließ sich des weiteren auf die Ladung eines α-Teilchens schließen und zwar ergab es sich als sehr wahrscheinlich, daß dieselbe aus zwei Elementarquanten besteht. In der Fortsetzung dieser Versuche bemühte ich mich, szintillierende Fluoreszenz durch andere korpuskulare Strahlen zu erhalten, insbesondere durch solche, deren Ladung bekannt ist. Ich hatte darin bis jetzt mit den β-Strahlen des Radiums Erfolg. Wenngleich die diesbezüglichen Versuche bisher nicht die Möglichkeit einer Zählung der β-Teilchen ergaben, so dürften sie doch als Beweis für die korpuskulare Natur der β-Strahlen einiges Interesse haben.

Am geeignetsten zur Beobachtung der β-Strahlenszintillation erwies sich Baryumplatincyanür[2]), das auf einen Objektträger aufgetragen war. Dasselbe wurde durch die β-Strahlen eines Radiumpräparates von 15 mg, das zur Abhaltung der α-Strahlen mit einem Glimmerblatte bedeckt war, zur Fluoreszenz erregt. Zur Beobachtung derselben, die mit einem Zeissschen Mikroskop mit

[1]) Diese Verhandl. 10, 78, 1908.

[2]) Dasselbe reagiert am stärksten auf β-Strahlen. Kaliumplatincyanür zeigt auch die Szintillation durch β-Strahlen; wahrscheinlich auch andere Körper, die genügend stark fluoreszieren und nicht nachleuchten. Zinksulfid, das α-Strahlenszintillation am besten zeigt, ist für β-Strahlen nicht brauchbar, da es unter der Wirkung derselben nachleuchtet.

Normalvergrößerung[1]) geschah, ruhte das Auge zunächst bis 20 Minuten im vollkommen verdunkelten Zimmer aus. direktes Sehen ließ alle zu beschreibenden Erscheinungen leich erkennen.

Wurde das Radiumpräparat dicht an den Baryumplatincyan schirm gebracht, so zeigte sich der letztere zu einem intensi und merklich gleichförmigen Leuchten erregt[2]). Vergrößerte n dann die Entfernung zwischen Radium und Leuchtschirm, traten unter gleichzeitiger Abnahme der Helligkeit an Stelle gleichförmigen Leuchtens über den Schirm hin und her huscher Lichtflecke auf. Mit zunehmender Entfernung des Radiu präparates wird die Diskontinuität des Leuchtens immer deutlic und bei einer Entfernung des Radiumpräparates von etwa 10 gewinnt die Erscheinung den Charakter einer durch sehr vi Teilchen hervorgerufenen Szintillation, wie sie von den α-Strah her bekannt ist. Das Szintillieren ließ sich mit wohlausgeruht Auge noch bis auf 40 bis 50 cm Entfernung des Radiums v Schirm beobachten. Auch in diesen Entfernungen hat man dessen meist nur den Eindruck von Lichtflecken; seltener si man auch besser definierte Lichtpunkte. Durch Messung des du die β-Teilchen hervorgerufenen Sättigungsstromes ergab sich daß bei 40 cm Entfernung des Radiums noch etwa 60 β-Teilch pro Sekunde auf 1 qmm des Schirmes[4]) auftreffen müssen. Dana ist es wahrscheinlich, daß die Szintillationsflecke, die man dieser Entfernung auf dem Schirm beobachtet, durch das A oder Nebeneinandertreffen mehrerer β-Teilchen hervorgeru werden, daß also der durch ein β-Teilchen hervorgerufene Lic punkt unter der Wahrnehmungsgrenze des Auges liegt. Die dur eine ungefähr gleiche Anzahl α-Teilchen auf einem Zinksulfi

[1]) Apochromatobjektiv $f = 8$ mm, Sucherokular Nr. 2. Über Norm vergrößerung siehe Drude, Lehrbuch der Optik, S. 83, 1900.

[2]) Ist Z die Zahl der auf eine bestimmte Fläche in einer gewissen Z auftreffenden β-Teilchen, so ist die mittlere prozentische Abweichung von in derselben Zeit proportional mit $\frac{1}{\sqrt{Z}}$. Bei großer Strahldichte ist dah keine merkliche Szintillation zu erwarten.

[3]) Unter Benutzung der von Durack [Phil. Mag. (6) 8, 550, 1903] g fundenen Zahl, daß eins von den schnelleren β-Teilchen auf 6 cm sein Weges in Luft von 1 mm Druck ein Ionenpaar erzeugt.

[4]) Größe des Gesichtsfeldes des benutzten Mikroskops.

schirm hervorgerufene Szintillationserscheinung ist von einer ganz anderen Größenordnung der Helligkeit. Eine Zählung der β-Teilchen durch die Szintillation ist daher bislang nicht möglich gewesen.

Der Nachweis, daß bei den beschriebenen Versuchen Einflüsse subjektiver Natur, eine auf andere Ursachen zurückzuführende flimmernde Erregung des Auges, nicht mitgewirkt haben, ließ sich leicht dadurch führen, daß der Leuchtschirm durch eine konstant brennende, regulierbare, kleine Glühlampe zu der gleichen Helligkeit erregt wurde, wie durch Einwirkung der β-Strahlen. Es fehlte dann jede Spur der beobachteten charakteristischen Erscheinung.

Die szintillierende Fluoreszenz läßt sich noch beobachten, wenn zwischen Radiumpräparat und Leuchtschirm absorbierende Körper eingeschaltet werden. Da in den festen Körpern ein Teil der β-Teilchen zurückgehalten wird, so wirkt das Einschalten derselben ebenso wie Vergrößerung der Entfernung des Radiumpräparates vom Leuchtschirm: Die Helligkeit der Fluoreszenz nimmt ab, während die Szintillation deutlicher hervortritt. Ich erhielt szintillierende Fluoreszenz noch, wenn mehrere Millimeter dicke Schichten von Blei oder Glas zwischen Radiumpräparat und Leuchtschirm eingeschaltet waren. Da die β-Strahlen, die solche Schichten durchlaufen haben, sehr durchdringend sind, so kann auch nur ein kleiner Teil ihrer Energie in dem Leuchtschirm absorbiert und in Licht umgewandelt werden[1]). Vergleichende Energiemessungen zwischen α- und β-Strahlen durch die szintillierende Fluoreszenz sind also deshalb wohl nicht möglich.

Nachdem so α-Strahlen und β-Strahlen ihren korpuskularen Charakter in szintillierender Fluoreszenz gezeigt haben, erscheint es nicht verfrüht, aller Fluoreszenz durch korpuskulare Strahlen szintillatorischen Charakter zuzusprechen. Die Bedingungen der Beobachtung hierfür bei anderen korpuskularen Strahlen zu finden und dieselben, wenn möglich, zu zählen, bin ich augenblicklich bemüht.

---

[1]) Inwieweit Sekundärstrahlen hier mitwirken, läßt sich vorläufig nicht sagen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität,
Ende April 1908.

lag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die
elegraphie ohne Draht.

Von

Augusto Righi,
Professor an der Universität Bologna
und
Bernhard Dessau,
Professor an der Universität Perugia.

eite vervollständigte Auflage. — Mit 312 Abbildungen.

Preis geh. ℳ 15.—, geb. ℳ 16.50.

e zweite Auflage des Buches über drahtlose Telegraphie von A. Righi und B. Dessau, welche hiermit dem Publikum darn wird, weist gegen die erste mannigfache Veränderungen und terungen auf. Der Grundcharakter des Buches, welches eine großen Kreise der allgemein gebildeten Leser zugängliche und zugleich gründliche Darstellung des wissenschaftlich und techgleich interessanten Gebietes gewähren soll, ist auch in der Auflage derselbe geblieben wie früher. Aber schon in dem tischen Teil mußte der kurze Abschnitt, welcher in der ersten ge den Elektronen gewidmet war, zu einem besonderen Kapitel ert werden; zu dem Kapitel über Kohärer und Antikohärer, es auf Grund der neueren Forschungen ergänzt wurde, gesellten wei neue Abschnitte über den magnetischen und den elektroen Wellenindikator. Die weitestgehende Umgestaltung hat gemäß der dritte, der Technik der drahtlosen Telegraphie gete Teil erfahren. Hier galt es, Veraltetes auszumerzen und dafür ahlreichen Neuen, wie z. B. den Mitteln zur Übertragung von en auf große Entfernungen, dem heutigen Stande der abmten Telegraphie und den Versuchen über gerichtete Telegraphie, ebührenden Platz anzuweisen. Dementsprechend ist auch der g gerade dieses Teiles bedeutend angewachsen. Ein Anhang t die gesetzlichen und administrativen Bestimmungen, sowie die üsse der Berliner Konferenz über drahtlose Telegraphie; ein rag ist einer während des Druckes bekannt gewordenen Erg des dänischen Ingenieurs Poulsen gewidmet, welche für die e Entwickelung der drahtlosen Telegraphie von der größten tung zu werden verspricht.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.
(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe
ist nur direkt von uns zu beziehen.

☞ Diesem Hefte liegt bei: Ein Prospekt von **G. Rüdenberg jun.** in **Hannover** und **Wien**, betr. **Photographische Apparate usw.**

Berichte

der

chen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

bmonatliches Literaturverzeichnis

r „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
k und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 15. Mai 1908. 355

O. v. Baeyer, Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908.) 357

C. Fischer, Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen. Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphenversuchsamt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.) 366

E. Gumlich, Über die magnetischen Eigenschaften einer von Herrn Dr. Kreusler hergestellten Probe reinen Eisens. (Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.) 371

E. Gerland, Zur Geschichte der Magnetisierung von Kompaßnadeln mit Hilfe von natürlichen Magneten. (Vorgelegt in der Sitzung vom 15. Mai 1908.) 377

F. Kiebitz, Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme. Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphenversuchsamt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.) . . 386

F. Kühnen und Ph. Furtwängler, Erwiderung auf den Vortrag des Herrn W. Felgentraeger: Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel. (Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.) 389

Erich Marx, Nachtrag zu meiner Arbeit: Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen. (Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908; eingegangen am 17. Mai 1908.) 391

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 169. — II. Akustik. S. 171. — III. Physikalische Chemie. S. 172. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 175. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 180. — VI. Wärme. S. 181. — VII. Kosmische Physik. S. 184.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die absoluten

mechanischen, calorischen, magnetischen, elektrodynamischen u. Licht-

Maass-Einheiten

nebst deren Ableitungen, wichtigsten Beziehungen und Messmethoden

mit einem Anhang nichtmetrischer Maasse

zum Gebrauche für Ingenieure, Techniker, Lehranstalten, sowie für ein gebildetes Publicum

in gedrängter Kürze bearbeitet von

Richard Meyn,

Ingenieur in Carlshütte, Rendsburg.

Taschenformat. cart. Preis 1 ℳ.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

10. Jahrg. 30. Mai 1908. Nr. 10.

Sitzung vom 15. Mai 1908.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **H. du Bois** berichtet über den
Einfluß von Temperatur und Magnetisierung auf selektive Absorptions- und Fluoreszenzspektra
(nach gemeinsam mit Hrn. **G. J. Elias** angestellten Versuchen).

Sodann zeigt Hr. **F. Kiebitz:**
Eine vereinfachte DRUDEsche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme.

Ferner demonstriert Hr. **C. Fischer:**
Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen.

Weiter spricht Hr. **E. Gumlich:**
Über die magnetischen Eigenschaften einer von Hrn. Dr. KREUSLER hergestellten Probe reinen Eisens.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft eingereichte Mitteilungen vor:

1. von Hrn. **E. Gerland:** Zur Geschichte der Magnetisierung von Kompaßnadeln mit Hilfe von natürlichen Magneten;
2. von Hrn. **E. Barkow** und **E. Pringal:** Bemerkungen zu der Replik der Hrn. LEITHÄUSER und POHL.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. A. H. H. TALLQVIST, Helsingfors.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Dr. G. COSTANZO, Bologna, Collegio S. Luigi.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. ing. W. ROGOWSKI, wissenschaftlicher Hilfsarbeiter bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Charlottenburg.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GUMLICH.)

Hr. Dr. K. KURZ, Assistent am physikal. Institut der Technischen Hochschule, München, Arcisstr. 48.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ERFLE.)

Hr. Dr. PAUL PALLME KÖNIG, Steinschönau (Böhmen), Langestraße 154.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. HÖRIG.)

Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern;

von O. v. Baeyer.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 318.)

In einer früheren Arbeit haben E. GEHRCKE[1]) und der Verfasser Messungen des transversalen Zeemaneffektes in schwachen Magnetfeldern veröffentlicht, die an einigen Hg-Linien mit Hilfe des Interferenzspektroskops von LUMMER und GEHRCKE ausgeführt worden waren. Es wurde damals gezeigt, daß an Hand der benutzten, sehr vollkommenen planparallelen Platte bei Feldern bis herab zu 535 Gauss meßbare Aufspaltungen erhalten werden können. Die aus den Beobachtungen berechneten Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ ergaben für die verschiedenen Linien individuelle Werte, die von der spezifischen Ladung der Kathodenstrahlenteilchen bedeutend abweichen. Hieraus wird man folgern dürfen, daß auch bei diesen schwachen, früher nicht untersuchten Feldstärken die Voraussetzungen der elementaren Theorie des Zeemaneffektes keine genaue Gültigkeit besitzen.

Die Untersuchung des Zeemaneffektes in schwachen Feldern gestattet eine weitere Prüfung der Theorie dieser Erscheinung, welche Herr VOIGT[2]) aufgestellt hat. Herr VOIGT kündigte eine vordem nicht beobachtete Asymmetrie des normalen Triplets an, die insbesondere in schwachen Magnetfeldern merklich wird. Entgegen den Beobachtungen von ZEEMAN, der die VOIGTsche Asymmetrie in starken Feldern an Eisenlinien bestätigen konnte, ergaben die genannten Beobachtungen von E. GEHRCKE und dem Verfasser, daß die Unsymmetrie bei den untersuchten Queck-

---

[1]) E. GEHRCKE u. O. v. BAEYER, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 8, 399, 1906; Phys. ZS. 7, 905, 1906.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 1, 376, 1900.

silberlinien, wenn überhaupt vorhanden, unterhalb der Beobachtungsgrenze lag; die VOIGTsche Theorie konnte nicht bestätigt werden.

Die vorliegenden Messungen ergänzen die zitierten Versuche von GEHRCKE und dem Verfasser hinsichtlich der Quecksilberlinie $\lambda = 491\,\mu\mu$, welche bekanntlich keine Trabanten hat. Man kann daher den Zeemaneffekt an dieser Linie mit einer Interferenzplatte allein untersuchen. Außerdem ergibt diese Linie ein normales Triplet, so daß sie für den vorliegenden Zweck besonders geeignet erscheint. Ferner wurde die Messung des Magnetfeldes verbessert, so daß die neuen Zahlen eine größere Genauigkeit beanspruchen dürfen als die früheren.

I. Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war dieselbe, wie die bei den früheren Versuchen angewandte. Als Lichtquelle diente ein kleines Geisslerrohr mit Quecksilberelektroden, das zwischen den ebenen Polen eines kleinen DU BOISschen Halbringelektromagneten angeordnet war, dessen Kraftlinien horizontal verliefen. Das senkrecht zu den Kraftlinien austretende Licht fiel auf den Spalt eines Interferenzspektroskops. Als planparallele Platte diente wieder die schon früher benutzte Hilgerplatte (30 cm lang, etwa 1 cm dick. Auflösungsvermögen: $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 660000$ für $\lambda = 0{,}5\,\mu$).

Um die äußeren Komponenten getrennt von den mittleren photographieren zu können, wurde dicht vor der photographischen Platte ein Wollastonprisma eingeschaltet. Man erhält dadurch zwei Interferenzstreifensysteme. Durch geeignetes Drehen des Prismas ergibt sich eine Stellung, wo das eine Streifensystem die parallel den Magnetkraftlinien schwingende Komponente, das andere die dazu senkrechte Komponente enthält. Steht die planparallele Platte genau senkrecht zu den Kraftlinien, so müssen in dieser Stellung des Wollastonprismas zueinandergehörige Interferenzstreifen der beiden Streifensysteme genau in vertikaler Richtung liegen. Auf diese Weise ist es also möglich, mit einer einzigen Aufnahme die verschiedenen Polarisationszustände getrennt zu photographieren und doch die Lage der mittleren Komponente zu den äußeren scharf zu messen.

Bei den Aufnahmen wurde besonderes Augenmerk auf die Erzielung möglichst scharfer Linien gerichtet. Wie ich schon in einer früheren Arbeit[1]) erwähnte, ist hierfür die Anwendung eines geeigneten Unterbrechers von großem Einfluß. Die besten Resultate ergaben sich bei Benutzung eines Platinunterbrechers, während der Quecksilberturbinenunterbrecher die Linie 491 $\mu\mu$ sehr verwaschen lieferte. Das Geisslerrohr muß zur Erzielung genügender Intensität gut ausgepumpt werden.

Die magnetische Feldmessung wurde entgegen den früheren Versuchen bei jeder einzelnen Aufnahme wiederholt. Es erscheint dies zuverlässiger, als die früher angewandte Methode, bei der das Magnetfeld ein- für allemal für verschiedene Stromstärken im Elektromagnet bestimmt wurde. Es wurde demgemäß folgendermaßen verfahren: Eine halbe Stunde vor Beginn der Aufnahme wurde die Geisslerröhre in Betrieb gesetzt und der Elektromagnet eingeschaltet. Nach der etwa 1 Stunde dauernden Exposition wurde das Feld bestimmt.

Die Feldmessung selbst wurde nach der Induktionsmethode ausgeführt. Die Meßanordnung, bestehend aus einer kleinen Induktionsspule und einem ballistischen Spulengalvanometer von Siemens u. Halske, wurde geeicht mit einer Normalspule. Die Windungszahl dieser Normalspule war Herr Prof. Gumlich so liebenswürdig, zu bestimmen. Somit waren zur Feldmessung nur zwei ballistische Messungen auszuführen. Da diese Messungen höchstens $^1/_2$ Proz. Fehler ergaben, sind die Feldmessungen mit etwa 1 Proz. Fehler auf die zuverlässige Eichung der Normalspule zurückgeführt.

II. Messungen.

Aufnahmen der aufgespaltenen Hg-Linie (491 $\mu\mu$) wurden für drei verschiedene Felder von 751, 2580 und 6870 Gauss gemacht. Dieselben sind in den Figuren 1 bis 3 in etwa vierfacher Vergrößerung dargestellt. Wie die Figuren zeigen, sind in der niedrigsten Ordnung (entsprechend dem größten Austrittswinkel der interferierenden Strahlen gegen die Plattennormale, wo die Interferenzstreifen am weitesten voneinander abstehen) die äußeren Kom-

[1]) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 84, 1907.

*

ponenten nicht mehr zu erkennen. In den nächst höheren Ordnungen sind sie dagegen gut meßbar. In den folgenden Ordnungen fließen dann besonders bei Fig. 1 und 3 infolge der kleinen Dispersion die beiden Komponenten ineinander. Immerhin bleiben

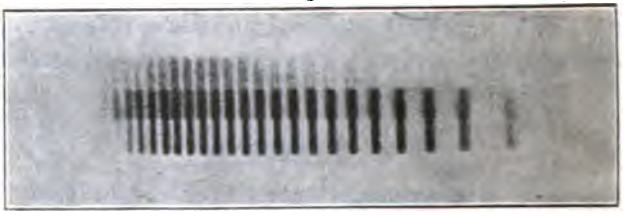
Fig. 1.

$H = 751$ Gauss.

Fig. 2.

$H = 2580$ Gauss.

Fig. 3.

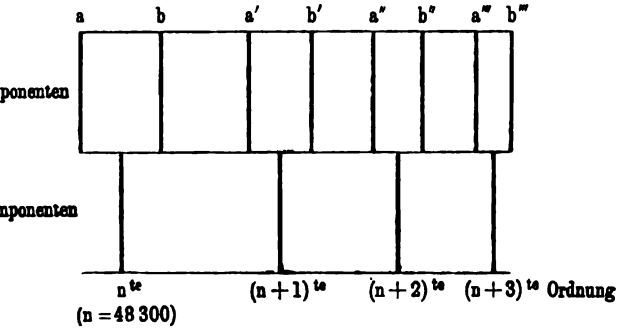


$H = 6870$ Gauss.

etwa fünf Ordnungen für die Ausmessung verfügbar. Es hat dies gegenüber Gitteraufnahmen den großen Vorteil, daß man den Einfluß der Breite und der Intensitätsverteilung der Linien auf die gemessene Aufspaltung beobachten kann. Wie weiter unten noch näher ausgeführt wird, können in ungünstigen Fällen bedeutende Abweichungen der Messungen in verschiedenen Ordnungen

, eine Fehlerquelle, die auch bei Gittermessungen auf-
ıß, aber bisher noch wenig Berücksichtigung gefunden hat.
Bestimmung der Aufspaltung der Linien aus den er-
Photographien genügt die Ausmessung der Aufnahmen
ren Komponenten allein, und zwar wird in folgender
rfahren (s. Fig. 4):

Fig. 4.



a, b die äußeren Komponenten einer Linie, $a'\ b'$,
w. die äußeren Komponenten in den nächsten höheren
en, so wurden auf der Teilmaschine gemessen die Ab-

$$(a\ b)\ (a'\ b')\ \text{usw.},$$

$$(a\,a'),\ (b\,b'),\ (a'\,a''),\ (b'\,b'')\ \text{usw.}$$

Abstand einer Komponente, z. B. a, von derselben
nte in der nächsten Ordnung a' würde eine Wellenlängen-

$$\frac{\lambda^2}{2\,d\sqrt{n^2-1}}\ \text{cm}$$

ıen, wo λ die Wellenlänge der betreffenden Linie in cm,
cke in cm, n den Brechungsexponenten der Interferenz-
deutet.

nach würde der Abstand $(a\,b)$ die Wellenlängenänderung

$$\delta\lambda = \frac{(a\ b)}{(a\,a')}\ \frac{\lambda^2}{2\,d\sqrt{n^2-1}}$$

ı.

aber nach der Seite der größeren Dispersion (in Fig. 1
ch links) die Abstände $a\,a'$ usw. wachsen, muß man in

[illegible] Formeln der letzten Paragraphen berechnet. Es

[illegible] Werte des Quotienten $\frac{\varepsilon}{u}$ durch den Mittelwert [illegible]

[illegible] Vertauschung der entsprechenden Abstände in zwei Messungen ersetzt ist und die endgültige Formel lautet

$$\frac{\varepsilon}{u} = \frac{(a\,a') - (b\,b')}{(a\,a') + (b\,b')} \cdot \frac{\pi}{2\,H\,\sin\frac{\vartheta}{2}}.$$

Es kann für genauere Messungen des Zeemaneffektes

$$\frac{\varepsilon}{u} = \frac{\sum x^2}{\sum x^2 \cos\frac{\vartheta}{2}} \cdot \frac{\pi}{2\,H\,\sin\frac{\vartheta}{2}}$$

[illegible] Beobachtungen in [illegible] ϑ die Winkelablenkungen der beiden äußeren Komponenten, x die Entfernungen der Spektrallinien von der [illegible] und $\sum$ [illegible]

$$\frac{\varepsilon}{u} = \frac{\sum x^2}{H \sum \sin\frac{\vartheta}{2} \cos\frac{\vartheta}{2} x^2} \cdot \frac{(a\,a') - (b\,b')}{(a\,a') + (b\,b')}.$$

In folgenden Tabellen I bis III enthalten die Meßresultate für die drei erwähnten Aufnahmen. In der ersten Kolumne stehen die Mittelwerte der Abstände $a\,a'$, $b\,b'$ usw. in willkürlichem Maß. In der zweiten Kolumne stehen die aus den gemessenen Abständen berechneten Werte der Quotienten

$$\frac{(a\,b_1) - (a'\,b'_1)}{(a\,a') - (b\,b')},$$

in den verschiedenen Ordnungen. Der angegebene Wert für $\frac{\varepsilon}{u}$ ist nach Formel 3) aus den Mittelwerten dieser Quotienten berechnet.

Tabelle I. $H = 751$ Gauss.

$\frac{(a\,a') - (b\,b')}{2}$	$\frac{(a\,b) + (a'\,b')}{(a\,a') + (b\,b')}$	$\frac{\varepsilon}{u}$
0,621	0,193	
0,672	0,189	
0,730	0,184	$1{,}95 \cdot 10^7$
0,828	0,179	
0,977	0,176	
	Mittel: 0,185	

Tabelle II. $H = 2580$ Gauss.

$\frac{a\,a' + b\,b'}{2}$	$\frac{a\,b + a'\,b'}{a\,a' + b\,b'}$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
558	0,645	
595	0,629	
642	0,618	
703	0,636	$1{,}95 \cdot 10^7$
770	0,649	
905	0,625	
	Mittel: 0,634	

Tabelle III. $H = 6870$ Gauss.

$\frac{a'\,a'' + b\,b'}{2}$	$\frac{a'\,b + a''\,b'}{a'\,a'' + b\,b'}$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ [1])
0,467	0,687	
0,476	0,702	
0,514	0,646	$1{,}93 \cdot 10^7$
0,535	0,652	
	Mittel: 0,672	

Aus den Tabellen geht folgendes hervor:

Die gefundenen Werte für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ stimmen unter sich gut überein. Sie entsprechen auch einigermaßen den beiden Messungen, die E. Gehrcke und der Verfasser für diese Linie früher veröffentlicht haben.

Die einzelnen Quotienten der Kolumne 2 stimmen in Tabelle II sehr gut überein, dagegen machen sich in Tabelle I und III größere Abweichungen unter den Werten dieser Quotienten bemerkbar.

Diese Verschiedenheit in der Güte der Messungen bei den drei Aufnahmen erklärt sich dadurch, daß die Einstellung des Fadenkreuzes der Teilmaschine auf den „Schwerpunkt“ einer Linie eine gewisse Willkür bedingt. Ist nämlich die Intensitäts-

[1]) Da bei dieser Aufnahme die Komponenten sich schon einmal überholt haben, ist für die Berechnung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ statt des Mittelwertes des Quotienten 0,672 in Formel 3) der Wert 1,672 einzusetzen.

verteilung aus irgend einem Grunde unsymmetrisch, so wird de „Schwerpunkt“ der Linie von der Expositionsdauer abhänge und somit nicht der wirklichen Lage der betreffenden Lini entsprechen. Dieser Fehler muß bei Abständen der Linien, di groß gegen die Breite derselben sind, nahezu verschwinden. Die ist auch tatsächlich der Fall, wie es die Messungen der Tabelle zeigen, wo die Abstände der äußeren Komponenten die größ möglichen bei der hier verwendeten Interferenzplatte sind.

Bei der Aufnahme 1 jedoch sind die Aufspaltungen noc klein, während sie bei der Aufnahme 3 so groß sind, daß sic die Komponenten verschiedener Ordnung wieder nähern. In diese beiden Fällen muß also die erwähnte Unsicherheit auftreten.

Bei Aufnahme 3 macht dieser Fehler für die Berechnu von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ viel weniger aus als bei Aufnahme 1, da sich hier d Komponenten bereits einmal überholt haben und somit der ta sächliche Abstand der äußeren Komponenten viel größer ist, a der auf der Teilmaschine gemessene Abstand.

III. Asymmetrie.

Die Aufnahme 2 wurde auf etwa auftretende Asymmetr eingehender untersucht. Die Betrachtung der Fig. 2 zeigt oh weiteres, daß jedenfalls keine beträchtliche Asymmetrie vorhand ist. Immerhin ergibt sich bei der Ausmessung, daß die Abstän zwischen der mittleren Komponente und den beiden äußeren nic vollkommen gleich sind, wie das auch in früheren Aufnahm mehrfach beobachtet wurde.

Wie oben erwähnt, wurde bei diesen Versuchen die Trennu der mittleren und äußeren Komponenten durch ein vor d photographischen Platte angebrachtes Wollastonprisma erreic Das Prisma wurde vor Beginn der Aufnahme bei ausgeschaltete Elektromagnet so eingestellt, daß bei okularer Betrachtung d Interferenzstreifen der beiden durch das Wollastonprisma en stehenden Bilder möglichst genau in einer Vertikalen lagen.

Um nun festzustellen, wieweit dies erreicht war, wurde dire vor der Aufnahme eine Photographie der Erscheinung ohne Fe hergestellt. Eine Ausmessung dieser Platte ergab, daß doch no eine geringe Verschiebung der beiden Interferenzstreifensysten

len war, die daher kam, daß die Justierung des Wollaston Prismas einen kleinen Fehler hatte. Dieser Fehler in den verschiedenen Ordnungen gemessen und das Mittel n gefundenen Werten in den Messungen der Aufnahme 2 rrektur angebracht.

Tabelle IV.

dl_1 der äußeren nte m. kleinerer ange von der Komponente gemessen)	dl_2 Abstand der äußeren Komponente m. größerer Wellenlänge von der mittleren Komponente (direkt gemessen)	dl_1	dl_2
		Korrigiert mit 0,015	
0,179[1])	0,163	0,164	0,178
0,209	0,169	0,184	0,184
0,209	0,162	0,184	0,177
0,231	0,193	0,216	0,208
0,255	0,215	0,240	0,230
0,288	0,243	0,273	0,258
0,305	0,295	0,290	0,280
0,239	0,206	Mittel: 0,222	0,216
Differenz: 0,033		Differenz: 0,006	

ergaben sich dann, wie die Tabelle IV zeigt, die Auf-gen nach den beiden Seiten im Mittel innerhalb 3 Proz. Berücksichtigt man, daß die gesamte Wellenlängen-z der äußeren Komponenten in diesem Fall rund 0,006 $\mu\mu$, so ist ersichtlich, daß bei den hier gewählten Versuchs-ungen von einer Asymmetrie keine Rede sein kann.

ist hiermit natürlich noch nicht erwiesen, daß bei der ie 491 überhaupt keine Asymmetrie auftreten kann. Es enkbar, daß bei Verwendung breiterer Linien, d. h. bei n Dampfdruck, solche Asymmetrien auftreten, worauf auch) in einer neueren Abhandlung hingewiesen hat.

[1]) Die Zahlen geben die gemessenen Abstände in willkürlichem Maß.

Voigt, Phys. ZS. 9, 120, 1908.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, März 1908.

Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung v Antennen;

von C. Fischer.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphenversuchsamt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.)
(Vgl. oben S. 355.)

Kürzlich wurde in der Physikalischen Zeitschrift eine fache Methode zur Darstellung elektrischer Kraftfelder öffentlicht [1]).

Das Wesentliche an dieser Methode möge hier an ei Beispiel kurz noch einmal angegeben werden. Die beiden Stan

Fig. 1.

streifen auf der Glasplatte (Fig. 1) sollen den Querschnitt Plattenkondensators darstellen. Werden dieselben elektrisc laden und streut man auf die Platte Gipskristalle, so o sich dieselben in der Richtung der Kraftlinien, ebenso wi Eisenfeilspäne im magnetischen Felde. Die Gipskristalle w

[1]) C. Fischer, Phys. ZS. 9, 221—222, 1908.

lem sogenannten Marienglas durch Zerkleinerung im Mörser nnen. Durch Aussieben wird dann eine passende Korngröße t. Zu bemerken ist dabei, daß zu kleine staubförmige Teil- bei dem Versuche störend wirken. Man kann sie durch Haarsieb entfernen. Diese Methode ermöglicht es, das Kraft- jedes beliebigen elektrostatischen Apparates anschaulich zu en. In quantitativer cht sind dabei zwei te von Bedeutung. Erstens ist es selbstver- lich, daß die Ladungs- lung auf den Stanniol- ungen nicht identisch it derjenigen der ent- chenden körperlichen r. Dadurch wird im neinen auch das Feld etwas verschiedene Ge- haben. Zweitens muß auf einen rschied von den be- en magnetischen Kraft- n hingewiesen werden. finden wir die größte e der Eisenfeilspäne tellen, wo die Feldintensität am größten ist. Hier laden die Gipsteilchen an dem Leiter und werden deshalb aus en Feldern herausgeschleudert, um sich an Stellen, wo das besonders schwach ist, anzusammeln. Man kann dies jedoch ermaßen verhüten, indem man die Leiter mit einer Schellack- ht überzieht, wodurch eine Ladung der Teilchen ausge- ssen wird.

Fig. 2.

An Hand dieser Methode habe ich nun einige Felder unter- , die mir von einigem Interesse zu sein scheinen, die elek- nen Kraftfelder der Antennen in der drahtlosen Telegraphie. Methode erlaubt es natürlich nicht, elektrische Wechselfelder eigen; wir müssen uns mit dem Felde in nächster Umgebung Antennen begnügen, wo das Abschnüren der Kraftlinien noch

nicht in Betracht kommt. Auch das Feld eines freien Luftdrahtes zu demonstrieren hat seine Schwierigkeit, weil die sinusförmige Spannungsverteilung auf einem solchen schwer nachzuahmen sein

Fig. 3.

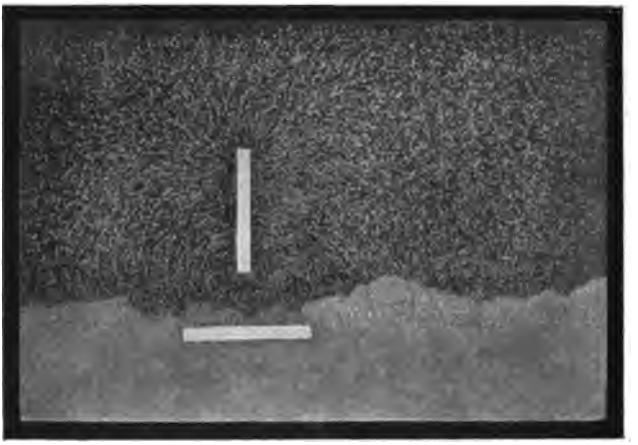


Fig. 4.

dürfte. Da aber die Antennen im allgemeinen möglichst einem HERTZschen Sender entsprechend gebaut werden, d. h. da denselben in der Regel eine verhältnismäßig hohe Kapazität gegeben wird, so kann man auf ihnen in einem bestimmten Zeitmoment

eine annähernd gleiche Spannungsverteilung annehmen. Wir können daher in unserer Darstellung ohne allzu großen Fehler

Fig. 5a.

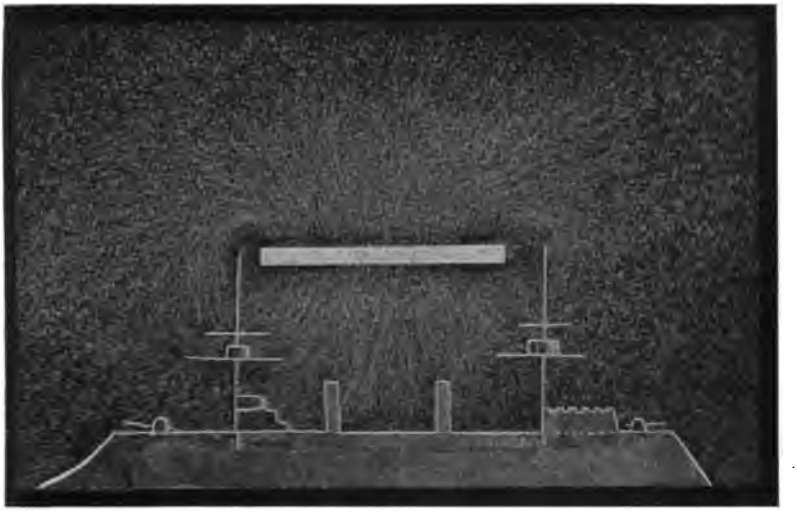
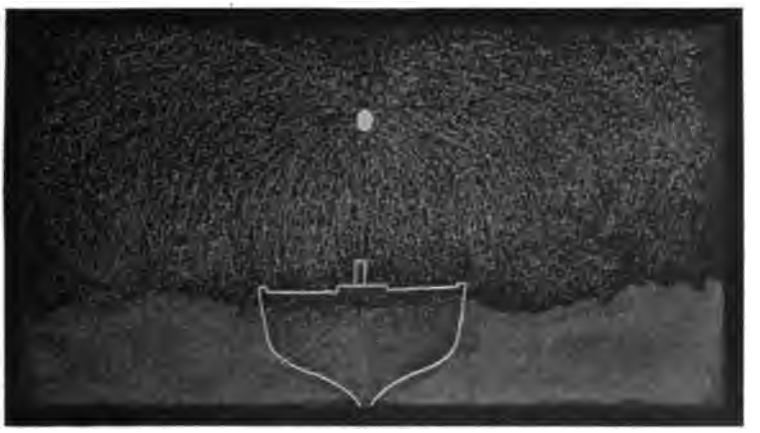


Fig. 5b.



die Antennen durch elektrostatisch geladene Stanniolstreifen nachbilden. Da ferner das Hauptfeld jedes Oszillators sich immer zwischen den beiden Kondensatorbelegungen befindet, so kann in

dieser Darstellung die Funkenstrecke (F) samt Zuführu
(durch Punkte markiert) zur Antenne weggelassen werden.

Unter diesen Voraussetzungen zeigt Fig. 1 das Feld
geschlossenen Schwingungskreises, Fig. 2 dasjenige eines H
schen Oszillators. Systeme der ersten Art strahlen bekan
fast gar nicht, Systeme der zweiten Art geben die größtmög
Strahlung.

Denkt man sich das offene System (Fig. 2) durch Aufb
des geschlossenen Systems (Fig. 1) entstehend, so wird dabe
Gebilde immer strahlungsfähiger. Diese Überlegung gibt un
Mittel an die Hand, aus dem Kraftlinienverlauf in der
einer Antenne Schlüsse auf die Zweckmäßigkeit ihrer A
zu ziehen.

In den folgenden Abbildungen sind die Leiter durch Sta
oder Draht, die Halbleiter durch Papier versinnbildlicht.

Fig. 3 zeigt das Feld einer Vertikalantenne mit Er
Ein Drahtnetz ist im Grundwasser parallel der Erdoberf
als Gegengewicht ausgebreitet.

Fig. 4 gibt eine Anschauung von dem Felde einer Sch
antenne; Fig. 5 zeigt das Feld einer T-Antenne, wie solche
Schiffen (a von der Seite, b von vorn gesehen) Verwen
finden. Bei beiden Formen zeigt sich unter anderem, daß
stärkste Feld sich zwischen der Antenne und dem Gegenge
befindet und daß das übrige Kraftfeld, das für die Strah
hauptsächlich in Betracht kommt, bedeutend schwächer ist.

Diese Beispiele mögen genügen, um zu zeigen, einerseit
welchen Grenzen der Genauigkeit die Methode arbeitet,
andererseits, wie die Anschauung von elektrostatischen K
feldern ein Urteil über die Anlage einer Antenne erlaubt.

Über die magnetischen Eigenschaften von Herrn Dr. Kreusler hergestellten Probe reinen Eisens;

von E. Gumlich.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.)
(Vgl. oben S. 355.)

Herr Dr. KREUSLER hatte die Freundlichkeit, mir von dem ch reinen Eisen, über welches er kürzlich in der Deutschen alischen Gesellschaft berichtete (vgl. diese Verhandl. 10, 350, 1908), eine kleine Probe zur magnetischen Untersuchung erlassen. Dieselbe war in der von ihm geschilderten Weise tellt bzw. so weit gereinigt worden, daß die möglichen reinigungen (abgesehen von den Gasen) nur noch wenige ndstel Prozent betragen haben können. Das in Stäbchenform nene, sonst reine, aber noch stark wasserstoffhaltige Material von Herrn KREUSLER im Vakuum durch den Lichtbogen nolzen, die abtropfenden Kügelchen wurden auf Quecksilber angen und zu Draht ausgezogen; der Draht wurde in eine irne eingeschmolzen und mittels Stromdurchganges auf ut erhitzt.

ie Schwierigkeit der magnetischen Messung beruhte ledig- uf den sehr geringen Dimensionen der Probe, die nur ng wog[1]); hieraus und aus der Länge des Drähtchens cm) berechnet sich unter Annahme eines spezifischen htes von 7,9 der Durchmesser zu 0,0904 mm, der Querschnitt 00642 qmm; letzterer betrug also weniger als den vier- ndsten Teil der in der Reichsanstalt gewöhnlich untersuchten stäbe.

Eine Messung mittels des Magnetometers erschien unter n Umständen von vornherein aussichtslos, dagegen gelang Untersuchung mittels des ballistischen Galvanometers ganz

[1]) Für die Ausführung der Wägung bin ich Herrn Prof. Dr. SCHEEL nk verpflichtet.

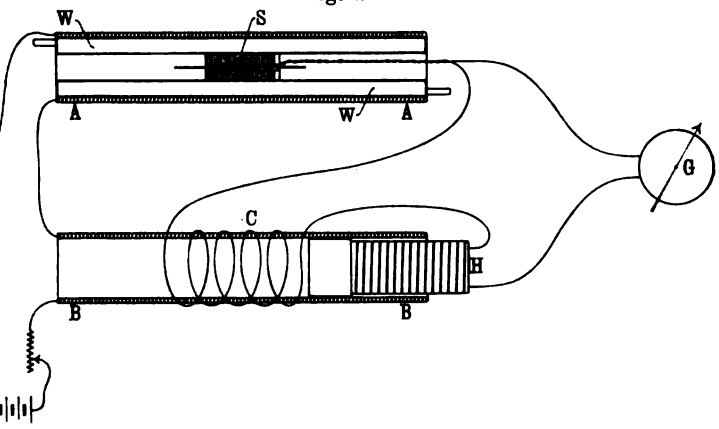
befriedigend. Von der Verwendung eines Jochs wurde abgese
da sich erfahrungsgemäß bei einem derartig geringen Kraftlin
fluß Nachwirkungserscheinungen, die vom Joch herrühren,
störend bemerkbar machen und die Messung direkt fälsc
können. Es wurde daher eine 70 cm lange, offene Magnetisieru
spule in Verbindung mit einer Sekundärspule von etwa
Windungen gewählt, welch letztere auf ein geschlitztes Mes
rohr von weniger als 2 mm lichter Weite gewickelt war; in d
Messingrohr wurde ein fein ausgezogenes Glasröhrchen gebr
welches das Drähtchen enthielt.

Die ballistische Methode beruht bekanntlich darauf, daß
sprungweiser Änderung des magnetisierenden Stromes in
Primärspule ein Induktionsstoß in der Sekundärspule he
gerufen wird; aus dem Ausschlag des mit der letzteren ver
denen geeichten ballistischen Galvanometers kann man dan
Summe der die Probe durchsetzenden Induktionslinien und
die Sekundärspule außerhalb der Probe durchsetzenden K
linien des Feldes ermitteln. Für gewöhnlich, wo man es
einem relativ dicken Stab und einer eng darum gewickelten
von wenig Windungen zu tun hat, überwiegt die Anzahl de
Eisen verlaufenden Induktionslinien weitaus, und die vom
der Magnetisierungsspule herrührenden Kraftlinien erfordern
eine kleine, vielfach ganz zu vernachlässigende Korrektion
vorliegenden Falle tritt jedoch das Umgekehrte ein.

Während beispielsweise die Induktion im Draht allei
einem Sprunge von $\mathfrak{H} = 30$ bis $\mathfrak{H} = 140$ einen Ausschlag
Galvanometers von nur 1,4 Skalenteilen hervorbrachte, w
die vom Felde allein herrührenden Kraftlinien einen solche
rund 1500 Skalenteilen, also mehr als das Tausendfache, be
haben. Eine Messung war also nur möglich, wenn es g
die Wirkung der Kraftlinien allein auf das Galvanometer mög
vollständig zu kompensieren und diese Kompensation auch wä
der Messung unverändert zu erhalten, denn schon eine m
Temperaturänderung der Sekundärspule mußte nicht nu
Widerstand, sondern auch die Windungsfläche derartig verä
daß der hiervon herrührende Galvanometerausschlag bei hö
Feldstärken von der Größenordnung der zu messenden Ausse
wurde. Es gelang dies einigermaßen auf folgende Weise:

Man benutzte zwei hintereinander geschaltete, aber weit von-
nder abstehende Magnetisierungsspulen A und B, von welchen
eine die eigentliche Sekundärspule S aufnahm, während um
weite Spule so viel Windungen einer dicken und stark um-
henen Kupferlitze C gelegt wurden, daß bei Gegeneinander-
tung dieser beiden Sekundärspulen das Galvanometer beim
mutieren des Stromes in den Magnetisierungsspulen nur
einen sehr geringen Ausschlag gab. Die genaue Kompen-
n erfolgte dann mittels einer in den Sekundärkreis geschal-
, mehr oder weniger tief in die zweite Magnetisierungsspule

Fig. 1.



eschobenen Hilfsspule H aus dickem Draht. Auf diese Weise
chte man, daß der Widerstand der eigentlichen Sekundär-
e (etwa 40 Ω) durch die Kompensationsvorrichtung nicht
ächtlich vermehrt wurde und die Empfindlichkeit des Galvano-
ers G nahezu vollständig ausgenutzt werden konnte. Zwischen
är- und Sekundärspule von A war eine doppelwandige Röhre
mit Wasserzirkulation eingeführt worden, um den Einfluß der
mwärme auf die Sekundärspule zu beseitigen. Da eine solche
t auch für die Kompensationsspule zur Verfügung stand,
ten die Messungen namentlich bei den höheren Feldstärken
lichst rasch durchgeführt werden, denn jeder länger dauernde
mschluß machte sich durch Änderung des entsprechenden
schlages bemerklich.

Es wurde nun, allerdings mit ziemlich großen Sprüngen, e
Nullkurve und eine Hystereseschleife aufgenommen. Da hier
jedem Skalenteil Ausschlag eine Induktion von rund 1630 entspra
so mußte mit den Zehntel-Skalenteilen sehr genau gerech
werden. Trotzdem ergab sich wider Erwarten ein vollstän
glatter Kurvenverlauf, und auch bei zwei Hystereseschleifen
schieden hoher Induktion ließ die Übereinstimmung wenig
wünschen übrig. Immerhin mußten die absoluten Beträge
gefundenen Werte noch verschiedene Korrektionen erfahren.

Zwar konnte bei dem sehr günstigen Dimensionsverhäl
des Drähtchens $\left(\frac{l}{d} = 1650\right)$ von einer Berücksichtigung
entmagnetisierenden Wirkung der Enden abgesehen werden,
sich durch vergleichende Rechnung für ein entsprechend din
sioniertes Ellipsoid feststellen ließ, dagegen mußte der Ein
der relativ großen Länge und Dicke der Sekundärspule besti
und in Rechnung gezogen werden. Da nämlich die Enden
Drahtes beiderseits nur 3 cm aus der Sekundärspule herausrag
war anzunehmen, daß eine Anzahl von Induktionslinien nur e
Teil der Spulenwindungen durchsetzte, während bei einem lan
Draht die sämtlichen Windungen durchsetzt worden wären;
gemessene Galvanometerausschlag mußte also um einen gewi
Betrag zu klein sein. Um diesen zu ermitteln, wurde der
schlag des Galvanometers beim Kommutieren eines Magnet
rungsstromes von bestimmter Stärke gemessen: einmal, wenn
gewöhnlicher Eisendraht von 0,1 mm Durchmesser und
50 cm Länge die Sekundärspule durchsetzte, sodann aber, n
dem derselbe Draht auf 14,5 cm verkürzt war; die Differenz
Ausschläge in dem erwähnten Sinne betrug etwa 1 Proz.

Weiter mußte angenommen werden, daß bei der rel
großen Dicke der Sekundärspule ein Teil der durch den D
gegangenen Induktionslinien auf dem Rückweg ebenfalls
Weg durch die Spule nehmen und so die Wirkung des Indukti
stoßes, also die Größe des Galvanometerausschlages, verring
würde. Um die Größe dieser Fehlerquelle festzustellen, w
ein etwa 1,3 mm dicker, 40 cm langer Eisendraht einmal in
bisher verwendeten dicken Sekundärspule, dann aber mit e
sehr dünnen, direkt auf die Mitte des Stabes gewickelten S

rsucht; die Differenz der Ausschläge betrug hierbei etwa roz. Es mußten also die gefundenen Werte für die Induktion dem untersuchten Drähtchen insgesamt um etwa 2,6 Proz. t werden. Nach Anbringung dieser Korrektion dürfte sich absolute Genauigkeit der Messungen etwa innerhalb von 2 Proz. halten.

Die Werte der folgenden Tabelle geben einen Überblick den Verlauf der Nullkurve und der Hystereseschleife. Die- n zeigen, daß wider Erwarten die magnetischen Eigenschaften s reinsten Eisens keineswegs gut sind, denn die Permea- t ist durchweg relativ gering, die Koerzitivkraft und somit Hystereseverlust ziemlich beträchtlich. Zum Vergleich sind er Tabelle die entsprechenden Werte für einen Stab aus hnlichem käuflichen Dynamostahl beigefügt, welcher bedeu-

Draht aus reinem Eisen			Geglühter Stab aus Dynamostahl		
$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ	$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ
0,5	220	440	0,5	7 100	14 200
1	450	450	1	10 200	10 200
2	1 150	580	2	12 730	6 370
4	9 050	2 260	4	14 620	3 660
10	13 050	1 310	10	15 680	1 570
50	15 720	310	50	17 100	340
00	16 850	170	100	18 280	180
38	17 370	120	138	18 930	130
50	16 050	—	50	17 140	—
5	13 970	—	5	15 500	—
2	13 250	—	2	14 830	—
0	12 250	—	0	11 050	—
0,37	11 800	—	— 0,37	0	—
0,5	11 600	—	— 0,5	6 200	—
2,58	0	—	— 2,58	13 470	—
5	9 650	—	— 5	15 000	—
10	13 050	—	— 10	15 680	—
50	15 720	—	— 50	17 100	—
100	16 850	—	— 100	18 280	—
138	17 370	—	— 138	18 930	—
erzitivkraft	$2{,}5_8$		Koerzitivkraft	$0{,}3_7$	
manenz	12 250		Remanenz	11 050	
ergievergeudung .	20 100 Erg		Energievergeudung .	3 760 Erg	

[illegible] Beimengungen enthält — etwa 0,4 Proz. Mn, 0,04 Pr[illegible] 0,04 Proz. P, 0,05 Proz. S, 0,13 Proz. Cu —, aber doch [illegible] geeignete thermische Behandlung in der Reichsanstalt d[illegible] verbessert werden konnte, daß er in magnetischer Beziehung [illegible] das beste bisher bekannte Material weitaus übertrifft [1]).

Woher die relativ schlechten magnetischen Eigenschafte[illegible] dem KREUSLERschen Material rühren, muß dahingestellt bl[illegible] Es scheint nicht ausgeschlossen, daß von der vorausgeh[illegible] Behandlung mit Wasserstoff ein Teil dieses in magneti[illegible] Beziehung so ungemein schädlichen Gases, dessen gän[illegible] Beseitigung bekanntermaßen sehr schwierig ist, im Eisen zu[illegible] geblieben ist. Andererseits könnte auch durch das Ausg[illegible] bei ungeeignet hoher Temperatur (Herr KREUSLER schätzt di[illegible] auf etwa 1400°) bereits eine Verschlechterung der Molek[illegible] struktur eingetreten sein. Vielleicht werden die in der R[illegible] anstalt im Gange befindlichen Untersuchungen über die [illegible] stellung und die magnetischen Eigenschaften des reinen E[illegible] auch über diesen Punkt späterhin Aufschluß geben.

---

[1]) Leider hat sich der Stab im Verlauf eines Jahres durch [illegible] Lagern bei gewöhnlicher Temperatur nicht unerheblich verschlechtert. [illegible] beträgt auch jetzt noch die Maximalpermeabilität etwa 11000).

Geschichte der Magnetisierung von Kompaßnadeln mit Hilfe von natürlichen Magneten;

von E. Gerland.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 356.)

In einer früheren Arbeit über den Kompaß bei den Arabern und im christlichen Mittelalter war ich zu dem Ergebnis gekommen, daß das Magnetisieren einer Magnetnadel durch Streichen mit einem Magneten zuerst etwa im 14. Jahrhundert und zwar in Deutschland aufgekommen sei[1]). Demgegenüber hat neuerdings E. WIEDEMANN den Arabern die Urheberschaft dieser Magnetisierungsmethode zugesprochen und als Zeitpunkt ihrer Einführung bereits den Anfang des 13. Jahrhunderts angegeben[2]). Wenn nun auch der Widerspruch in diesen Ergebnissen nur ein scheinbarer ist, da WIEDEMANN unter Magnetisieren durch Streichen jedes beliebige Reiben des natürlichen Magneten an der Kompaßnadel versteht[3]), ich aber von dem Gebrauch des Wortes „Strich" ausgegangen bin, wie man ihn in den physikalischen Lehrbüchern zu finden gewohnt ist, nämlich das regelmäßig abwechselnde Streichen der einen Nadelhälfte mit dem einen Pol des Magneten von der Mitte der Nadel aus zu deren einem Ende und mit dem anderen Magnetpol zu deren anderen Ende, so daß zum Bestreichen einer Nadelhälfte stets nur ein Nordpol oder ein Südpol verwendet wird, so scheint es doch wünschenswert, die Geschichte der Magnetisierungsmethoden einer erneuten Prüfung zu unterwerfen, da sich das damals benutzte Material als erweiterungsfähig erwiesen hat.

[1]) Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften 6, 17, 1906.

[2]) Diese Verhandl. 9, 773, 1907.

[3]) WIEDEMANN (a. a. O., S. 767) setzt ein „Wetzen" gleichbedeutend mit einem Streichen der Nadel.

Die nunmehr in Betracht zu ziehenden Quellen sind folgenden:

1. Den ältesten Bericht über das Magnetisieren von Komp nadeln finden wir in den während der Jahre von 1180 bis 1 verfaßten Schriften ALEXANDER NECKAMS „De Naturis Rer und „De Utensilibus". Die dort angegebene Methode best darin, daß der Magnetstein über die Nadel gebracht und d mehrmals im Kreise herumbewegt wird, wobei er die Nadel hi sich herzieht, daß er dann plötzlich stille gehalten und da weggenommen wird. Von Berühren oder Streichen Nadel mit dem Stein ist in keiner Weise die Rede[1]).

2. In einer Anekdotensammlung, deren Abfassungszeit n angegeben wird, beschreibt der Literat ʿAwfī in persischer Spra ein Erlebnis, welches er in das Jahr 1232/1233 setzt, wobei E durch so kräftiges Reiben mit dem Stein magnetisiert wurde, der Stein am Eisen eine Spur hinterließ[2]).

3. Dagegen empfiehlt THOMAS VON CONTIMPRÉS in sei 1256 verfaßten „Libris de naturis rerum", zunächst die Spitze Nadel am Magnetsteine zu reiben und dann den Magneten der Weise, wie es NECKAM vorschreibt, um die auf dem Wa schwimmende Nadel herumzuführen[3]).

4. Ebenso ist die Magnetisierungsmethode, welche PE DE MARICOURT, genannt PEREGRINUS, in seinem 1269 an sei Freund DE FOUCAUCOURT geschriebenen Briefe, in welchem die damaligen Kenntnisse über den Magnetismus zusammengest finden, diejenige NECKAMS. Die Nadel schließt PETRUS in mit einem Glasdeckel versehene Büchse ein und nähert Magnetstein dem Deckel so weit, daß sich die Nadel zu ihm

---

[1]) G. HELLMANN, Die Anfänge der magnetischen Beobachtungen. Z schrift der Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin 32, 126, 1897.

[2]) E. WIEDEMANN a. a. O., S. 765.

[3]) STADLER, Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und der Na wissenschaften 6, 121, 1907, gibt die den Magneten betreffende Stelle n Cod. lat. Mon. 2655 aus Kloster Aldersbach, S. XIII. Sie findet sich in Ü setzung in dem 1349 geschriebenen „puoch von der nâtûr" von KON VON MEGENBERG, welche STADLER ebenfalls mitteilt. Eine Übersetzung di Werkes in neuhochdeutscher Sprache hat H. SCHULZ veröffentlicht u dem Titel „Das Buch der Natur von Conrad von Megenberg", Greifsw 1897, wo die betreffende Stelle auf S. 373 steht.

. Doch spricht er auch davon, „qualiter ferrum tactum
agnete, ad polos mundi vertatur“ [1]).
Ein Erlebnis aus dem Jahre 1242 erzählt wiederum der
BAILAK in seiner 1282 verfaßten Schrift „Der Schatz der
ute in der Kenntnis der Steine“, bei welchem die schwim-
Nadel dadurch magnetisiert wurde, daß man den Magnet-
nehrmals vor ihr hin und her bewegte und dann plötzlich
ıte [2]).
us den nun folgenden 100 Jahren ist keine weitere Mit-
über das Magnetisieren von Kompaßnadeln bekannt, denn
chste ist
in einem Manuskript ZARCHÛRÎS' aus dem Jahre 1400
ten, welches darlegt, wie man eine Stahlnadel durch Wetzen
nem indischen Magnetstein magnetisch machen kann [3]).
Vir werden annehmen dürfen, daß diese Beschreibungen von
tisierungsmethoden im 13. und 14. Jahrhundert allgemeiner
ıt waren. Dafür spricht bereits die große Ähnlichkeit der
ıriften. Die vielfach übereinstimmenden Titel möchten auf
gemeinsame Quelle, als welche zunächst NECKAMS Werke
inen könnten, hinweisen. Indessen mag es dahin gestellt
ı, ob man die Erzählungen der arabischen Schriftsteller
ıren Erlebnissen zur See ebenfalls auf eine gemeinsame
zurückführen darf. Aber wenn man sich dazu auch nicht
ließen wollte, so wird man doch anerkennen müssen, daß
bereinstimmung der Berichte über die Manipulationen bei
agnetisierung darauf hinweisen, daß diese und keine anderen
s weit verbreitet waren. Sie bestanden hauptsächlich darin,
ler Magnetstein über oder vor der Nadel hin und her
t und dann plötzlich weggenommen wurde; vielfach wurde
die Spitze der Nadel mit dem Steine berührt oder der
an ihr gewetzt. Von einem Magnetisieren durch Streichen

Der Brief ist 1858 durch GASSER in Augsburg zum erstenmal in
gegeben, war aber in Abschriften verbreitet. Seitdem ist er öfters
abgedruckt, zuletzt 1898 in HELLMANNS in Berlin erschienenen Neu-
n von Schriften und Karten über Meteorologie und Erdmagnetismus,
Rara magnetica.
E. WIEDEMANN, Sitzungsber. der Physikalisch-Medizinischen Sozietät
angen 36, 330, 1904.
Derselbe, diese Verhandl. 9, 766, 1907.

in dem oben geschilderten Sinne ist dagegen keinmal die R
Ehe wir uns zu der Untersuchung wenden, wann und durch
diese zweckmäßigere Methode zuerst eingeführt worden ist, dü
es von Wichtigkeit sein, die drei berühmten englischen W
aus dem 16. Jahrhundert darauf hin zu prüfen, ob diese be
zur Herstellung ihrer Magnetnadeln die Strichmethode
wendeten oder ob sie bei den hergebrachten blieben.

7. Zu diesem Zwecke haben wir zunächst ROBERT NOR
Buch „The newe Attractive", welches 1581 in London gedr
wurde und die wenn auch nicht erste Entdeckung der Inklina
der Magnetnadel enthält, daraufhin zu prüfen. Obwohl NOR
ein Geschäft aus der Herstellung von Kompaßnadeln machte
sucht man doch in seinem Werke die Erwähnung einer Ma
tisierung durch Streichen vergeblich. Der Hydrographer, wi
sich nennt, magnetisierte seine Nadeln nur durch Berüh
(touching) ihrer Spitze mit dem Magnetstein [1]).

8. Nicht anders verfuhr sein Freund, der Seemann
„Comptroller of the navy" WILLIAM BOROUGH, dessen „Disc
of the Variation [2]) of the Compasse or Magneticall Needle"
Werke NORMANS angefügt ist. Auch er spricht nur von
needle or wiers of the compas touched with the Magnes or
Loadstone" [3]).

9. Daß dieses noch 1600 die allgemein übliche Methode
Magnetisierung war, ergibt sich auch aus Gilberts berühm
Werke „De magnete" [4]). Redet er doch da, wo er sich ausf
lich über die Herstellung von Magnetnadeln verbreitet, nur
ihrer Verfertigung durch Berührung mit dem Magneten [5]), w
denn auch für einen Versuch zum Nachweis der Tragkraft „cl
secundum artem magnete tactos" benutzen will [6]). Aber

[1]) Neu abgedruckt in HELLMANN, Neudrucke usw., Nr. 10. Rara magn
Berlin 1898. The newe Attractive, Chap. I.

[2]) So nannte man damals die Deklination der Magnetnadel, wäh
man unter Deklination die Inklination verstand.

[3]) HELLMANN, Neudrucke usw., Nr. 10. Rara magnetica. Discours o
Variation of the Compasse, Chap. I, auch Preface und Chap. VIII.

[4]) GUILELMI GILBERTI Colcestrensis, Medici Londinensis, De Mag
Magneticisque Corporibus et de magno magnete tellure. Physiologia
plurimis et argumentis et experimentis demonstrata. Londini MDC.

[5]) Ebenda, Lib. I, Cap. 6, S. 18.

[6]) Ebenda, Lib. I, Cap. 16, S. 38.

seiner Arbeiten wird er auf eine Methode des Magneti-
geführt, die der Strichmethode nahe genug kommt. „Cum
m", sagt er[1]), „excitur magnete, incipe in medio, et ducito
m ad eius finem; in fine continuetur applicatio leuissimo
nem affrictu, aliquo tempore, minuto scilicet horae vno
ro; non iteretur motus à medio ad finem (ut solent) ità
rvertitur verticitas". Muß man aus dem „ut solent" nicht
n, daß zu GILBERTS Zeit neben der Magnetisierung durch
n, deren er selbst sich noch bediente, auch eine solche
egelloses Reiben, nicht Streichen, im Schwange war?
nn es nun nicht zweifelhaft sein kann, daß der Leibarzt
nigin ELISABETH selbständig auf die Magnetisierung durch
n gekommen ist, so war er doch nicht der erste, der diese
tung machte, er fand nur etwas, was in Deutschland bereits
ger Zeit bekannt und in Übung, aber noch nicht durch
uck veröffentlicht war. Zwei an den Herzog ALBRECHT
EUSSEN im 16. Jahrhundert gerichtete Schriftstücke, die
t im vorigen Jahrhundert bekannt geworden sind, schildern
hode bereits mit aller Ausführlichkeit in einer Weise, die
herheit auf ihre in Deutschland längst üblich gewordene
dung schließen läßt.

Das erste dieser Schriftstücke ist die 1540 von JOACHIM
UCHEN mit dem Beinamen des RHETICUS verfaßte Choro-
[2]), in der sich die folgende Stelle findet: „Darnach bestrich
dem Nordkand (eines Magneten) das spitzig tail des
s oder mit sudkand das ander tail, vnd setz ess auf das
wie in ainen Sonnencompas, vnd wardt biss ess sich zw
et, so zaiget ess mir von stund den aussschlag vnd dass
ail findt sich in swd".

Das zweite ist der Brief, den der erste Entdecker der
tion Georg Hartmann am 4. März 1544 an den Herzog

[1]) GUILELMI GILBERTI Colcestrensis, Medici Londinensis, De Magnete, isque Corporibus et de magno magnete tellure. Physiologia nova, et argumentis et experimentis demonstrata. Londoni MDC. Lib. III, S. 150. „Versorium magneticum" definiert GILBERT als „Ferrum um magnete excitum", „Verticitas" als „Virtus convertens".

[2]) Die Chorographie ist zuerst 1876 von HIPLER in der Zeitschrift für atik und Physik veröffentlicht. Vgl. HELLMANN, Die Anfänge usw.,

ALBRECHT schrieb[1]). Nachdem er geschildert hat, wie er
Art der Pole des Magnetsteines zu bestimmen pflegte, fährt
fort: „Dasselbige ist am Magneten das mittägliche Ort, und w
man die Gäbele[2]) an dem Züngle in den Compassen da
anstreicht, so laufen dieselbigen Züngle mit dem Gäbele n
dem Mittag zu, sondern der Mitternacht zu".

Kann es nach dem Angeführten nun nicht zweifelhaft
daß 1540 die Strichmethode in Deutschland längst bekannt
so entsteht die Frage, auf welche Weise sie dies geworden
Auf den Weg zu ihrer Beantwortung weist uns die Erwäh
des Sonnenkompasses in des RHETICUS Chorographie. Die Son
kompasse waren horizontale Sonnenuhren, die zur richt
Orientierung mit einem Kompaß versehen waren. Sie müsse
15. Jahrhundert bereits in häufiger Verwendung gestanden
die Taschenuhren ersetzt haben, wenigstens sind sie in Sa
lungen älterer physikalischer Apparate in großer Zahl vert
und auch im Privatbesitz nicht allzu selten zu finden.
bestand in Nürnberg sogar eine Zunft der Kompaßmacher
sich mit ihrer Herstellung befaßte. Der älteste Sonnenkom
von dem man bis jetzt Kenntnis hat, ist von HELLMANN
schrieben und abgebildet[3]); er stammt aus dem Jahre 1451
ist wahrscheinlich für Kaiser FRIEDRICH III. verfertigt worden.
Vergleichung seines magnetischen Teiles mit der von PEREGR
benutzten Form läßt einen so bedeutenden Fortschritt erke
daß eine Zeit eifriger Arbeit nötig gewesen sein muß, um
Vervollkommnung erreichen zu lassen. Diese Arbeit kann, w
zuerst HELLMANN[4]) aufmerksam gemacht hat, nur von den N
berger Kompaßmachern geleistet sein, für deren Tätigkeit fr
keine schriftlichen, aber um so deutlicher die in ihren Appa
niedergelegten Urkunden sprechen. Sie führten die Hüt
aufhängung auf einer Stahlspitze ein und konnten nur k

[1]) HELLMANN, Neudrucke usw., Nr. 10. Rara magnetica.

[2]) Die Kompaßnadeln (das Züngle) endeten auf der einen Seite i
Gabel, auf der anderen in eine Pfeilspitze und wurden so magnetisiert
diese nach Norden wies.

[3]) HELLMANN, Meteorologische Zeitschr. 23, 146, 1900. Vgl. Wo
HAUER, Mitteilungen der Geographischen Gesellschaft in München
S. 187 ff.

[4]) HELLMANN, Anfänge usw., S. 114. WOLKENHAUER a. a. O., S

auernd magnetisierte Nadeln, also solche von Stahl, ver-
n.

s kann nicht zweifelhaft sein, daß sich die Strichmethode
en geschilderten älteren Methoden entwickelt hat. Aber auch
lie Bedeutung dieser kann, wie mir scheint, kaum ein Zweifel
. Schon ARISTOTELES schreibt dem Milesier THALES die
nt zu, daß der Magnet ein beseeltes Wesen sei, das die ihm
ohnende Kraft auf das Eisen übertragen könne. Diese An-
ung finden wir ebenso bei den Chinesen, wo sich am Anfange
. Jahrhunderts n. Chr. der Schriftsteller KUOPHO dahin
richt, daß die magnetische Kraft wie ein Windhauch sei,
er den Magnet und das Eisen geheimnisvoll durchwehe und
chnell sich mitteile[1]); aber auch NORMAN und GILBERT
sie noch nicht überwunden. „But Yron", sagt der erstere[2]),
ng a certain Affinity or natural Quality agreeable to the
, doth aptly and freely receive his Virtue, and as a Subject,
eth his vital Spirit of the Stone to impress, and rest quietly
massive and solid Body", und in des letzteren Buch „De
ete" lautet die Überschrift des 12. Kapitels des 5. Buches[3]):
nagnetica animata est, aut animam imitatur; quae humanam
am, dum organico corpori alligatur, in multo superat". Von
Anschauung aus ist es sofort erklärlich, wie man sich die
etisierung des Eisens durch Annäherung des Magnetsteins
dessen Hin- und Herbewegung in seiner Nähe, durch Be-
ng oder Reibung der Nadel mit dem Stein dachte und so
nt auch die Vorschrift ʿAwfîs, daß der Stein am Eisen so
g gerieben werden müsse, daß er daran eine Spur hinter-
während man bei der größeren Härte der Nadel das Ent-
gesetzte vermuten sollte, ihre wohlberechtigte Bedeutung.
Den Zweck der Bewegung des Steines vor oder über der
mmenden Nadel, bei der offenbar der Reibungswiderstand
auf einer Spitze schwebenden wegfällt, wird man dem-
in dem Bestreben sehen müssen, der Nadel dadurch

[1]) KLAPROTH, Lettre à M. A. DE HUMBOLDT, 1834, S. 125. HUMBOLDT,
os, Bd. I. Stuttgart und Tübingen 1845, S. 435.
[2]) NORMAN, The Newe Attractive, Chap. I. HELLMANN, Neudrucke,
0, Stück 8, S. 5.
[3]) GILBERT, De Magnete, S. 208.

Magnetismus zu verleihen oder den noch vorhandenen zu ver
stärken. Da man die Pole des Magnetsteines kannte — aus
führliche Bestimmungsmethoden finden wir ja bereits bei
PEREGRINUS —, so gewährte sie auch den Vorteil, die Art de
Pole der Nadel bestimmen zu lassen, ihre Wirksamkeit beruht
aber auf Magnetoinduktion, die den Nadeln ja auch länger
Zeit andauernden Magnetismus mitteilen konnte. Trotzdem is
es nicht wahrscheinlich, daß die Nadeln aus Stahl bestanden
Sicher besaßen zwar die Araber, wie die Abendländer zu de
Zeit, in der sie sich des Kompasses zu bedienen anfingen
solchen, ob sie aber damals bereits Nadeln aus reinem Stah
herstellen konnten, ist mindestens unwahrscheinlich. Die obe
angezogenen Berichte unserer englischen Gewährsmänner spreche
eher dagegen, als dafür. Da BOROUGH von der „Nadel ode
Drähten" spricht, so müßte man zu seiner Zeit bereits Stah
draht haben herstellen können. Dagegen spricht freilich di
große Unklarheit, in der sich noch GILBERT über das für Kompaß
nadeln sich am besten eignende Material befindet: Er unter
scheidet[1]) zwischen ferrum conflatum, ferrum longum und ferrum
excoctum, gibt aber nur die Herstellungsart des ersten an. De
magnetischen Eigenschaften nach würde man die beiden erste
Sorten als stahlhaltiges Schmiedeeisen, die letzte als Stahl an
zusehen haben. „Ferrum conflatum", sagt er, „non excitum
magnete, ferrum trahit", und weiter: „Ferrum longum disponit se
etiam non excitum magnete, in Boream et meridiem", aber „Ferrum
excoctum habet in se Boreales et Australes partes certas". Da
meist schwach magnetische „Ferrum longum" wird nun, wie e
ausdrücklich mitteilt, zur Herstellung der Kompaßnadeln benutzt
War nun GILBERT trotz seiner eingehenden Kenntnis der arabischen
Literatur noch so wenig klar über die verschiedenen Eisensorten
wie sollten es die Araber in so viel höherem Maße gewesen sein

Faßt man nun das gesamte im obigen zusammengestellte
Material zusammen und sucht nach der in den exakten Natur
wissenschaften üblichen Art die Hypothese auf, welche die Ent
wickelung der Magnetisierungsmethode im Laufe der Zeiten
widerspruchslos und demnach mit großer Wahrscheinlichkeit dar

[1]) GILBERT, De magnete, Lib. I, Cap. 11, 12 u. 13, S. 29 ff.

n imstande ist, so ergibt sich, daß man bis zu Zeiten
rs die Kompaßnadeln aus wohl stahlhaltigem Eisen her-
und durch Induktion, Berührung der Nadelspitze oder
es Reiben der Nadel mit dem Magnetstein magnetisch
, während seit dem 13. Jahrhundert deutsche Handwerker
nd mehr dazu gelangten, immer bessere Stahlnadeln zu
den und diese durch regelrechtes Streichen kräftig und
l zu magnetisieren, ein Ergebnis, welches mit dem von
her erhaltenen in Übereinstimmung ist.

Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme;

von F. Kiebitz.

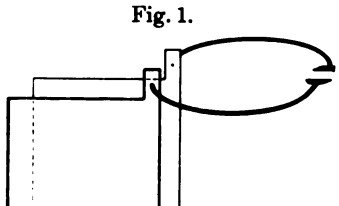
(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 355.)

Von DRUDE ist eine Anordnung zur Demonstration der gänge in gekoppelten Systemen für Vorlesungszwecke zusam gestellt worden. Dieses Instrumentarium dient als Model drahtlose Telegraphie, ist aber in der Literatur leider beschrieben worden. Die hier beschriebene Anordnung in allen prinzipiellen Einzelheiten eine Nachbildung jene strumentariums dar; es unterscheidet sich von ihm durch

Fig. 1.



kleinere Ausführung zugunste Handlichkeit; als Indikator man ein thermoelektrisches benutzen und ist dann imstand einem empfindlichen Galvano noch über 20 m Entfernung die kung der Wellen zu messen dieser Form dient die Anord zum quantitativen Studium g pelter funkentelegraphischer S und Empfangsvorrichtungen in kleinen Verhältnissen. Für De strationszwecke genügt es, das Vorhandensein der Schwingu an dem Leuchten einer Heliumröhre zu zeigen; doch muß sich dann auf $1^1/_2$ m Abstand beschränken.

Das Sendesystem besteht aus einem geschlossenen Primär (Fig. 1) und dem offenen Sekundärkreis (Fig. 2). Der Primär enthält einen variabeln Kondensator (mit einer feststehe 11 cm breiten und 18 cm langen Aluminiumplatte und ebenso großen parallelen mikrometrisch verschiebbaren Plat einem Petroleumbad), sowie einen Schließungskreis (von Radius aus 4 mm dickem Kupferdraht), in dem eine Fu

zwischen Zinkpolen angebracht ist. Diese Funkenstrecke
speist mit einem kleinen Induktorium oder, wenn es auf
ers regelmäßige Wirkung ankommt, mit einem geeigneten
ansformator, der in diesem Falle, wo es sich darum handelt,
Kondensator von etwa 100 cm Kapazität zu laden, zweck-
rweise einen Primärkondensator von etwa 0,02 Mikrofarad
muß.

r offene Kreis (Fig. 2) besteht aus einer Spule von
ndungen aus dick isoliertem 3 mm dickem Kupferdraht,
oberen Ende in eine blanke 1 m lange Antenne
, während das andere Spulenende als Gegen-
eine quadratische Zinkplatte von 20 cm Seiten-
rägt. Das Ganze wird von einem 50 cm hohen,
icken Standzylinder gehalten, der auf eine
rplatte aufgekittet ist.

Fig. 2.

ßt man Funken springen, so leuchtet eine Helium-
n der Gegenantenne noch bei 10 cm Zwischen-
wischen Primär- und Sekundärkreis, wenn der
kondensator auf Resonanz eingestellt wird. Diese
ung nimmt man zweckmäßigerweise bei mög-
schwacher Erregung des Sekundärkreises vor.
man der Gegenantenne die Hand nähert, ver-
man das Sekundärsystem so stark, daß das
en verschwindet. Stellt man den offenen Kreis
eben den geschlossenen, so kommt eine Helium-
n allen Stellen zum lebhaften Leuchten, außer
Mitte der Spule, wo der Strombauch liegt.

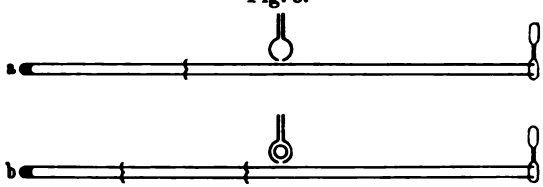
s Feld des offenen Kreises kann man nun untersuchen
em kongruenten System (Fig. 2). Dieses kommt noch in $1^1/_2$ m
d so stark zum Mitschwingen, daß es eine Heliumröhre zum
en bringt. Daß es sich dabei um Resonanz handelt, läßt
igen, indem man durch Annäherung der Hand an die
ntenne des Senders oder des Empfängers das Leuchten
erschwinden bringt.

enn man im Sender nunmehr die Spule des offenen Kreises
in den Schließungsbogen des geschlossenen hineinstellt,
e stärkste Koppelung herstellt, so spricht der Empfänger
n der halben Entfernung nicht mehr an.

Der Grund hierfür liegt in dem Auftreten von zwei K
lungswellen. Man kann sie in folgender Weise demonstr
Neben dem Primärkreis werden zwei parallele 1 mm dicke Ku
drähte von 4 m Länge ausgespannt, an einem Ende sin
isoliert und werden dort von einer Heliumröhre berührt. An
seits werden sie durch einen verschiebbaren Metallbügel
brückt. Der Abstand zwischen Bügel und Röhre gibt un
eine Viertelwellenlänge an. Man mißt mit dieser Vorric
indem man den Bügel verschiebt, bis die Röhre leuchtet, fü
geschlossenen Kreis allein $\frac{\lambda}{4} = 275$ cm (Fig. 3a), für da
koppelte System $\frac{\lambda_1}{4} = 225$ cm, $\frac{\lambda_2}{4} = 325$ cm (Fig. 3b).

Um die Koppelungswellen im Empfänger aufzunehmen
man entweder einen offenen Kreis benutzen, der auf ein
beiden Welle
gestimmt ist,
man koppelt
bisher benu
offenen Kreis
2) mit einer
schlossenen,

Fig. 3.



sich von dem geschlossenen Sendekreis nur dadurch unterscheidet, daß der Schließungskreis keine Funkenstrecke enthält und Kondensator keine Ölfüllung.

Die Heliumröhre leuchtet alsdann wieder, das Leuchten schwindet aber, sobald man einen offenen Kreis durch Annäh der Hand an die Gegenantenne verstimmt oder einen geschlos durch Änderung des Plattenabstandes, oder wenn man im S oder Empfänger die Koppelung ändert.

Es ist also notwendig, wenn man im funkentelegraphi Sender so starke Koppelung verwendet, daß zwei Wellen treten, und wenn man beide Wellen empfangen will, zwei und zwei geschlossene Schwingungskreise auf dieselbe Wellen abzustimmen und außerdem die Koppelungsgrade im Sende Empfänger abzustimmen [1]).

[1]) Die beschriebenen Apparate werden von der Firma Leppin u. M Berlin, geliefert.

Erwiderung auf den Vortrag des Herrn W. Felgentraeger:

Einfluſs der Schneiden auf die Bestimmung der verebeschleunigung mit dem Reversionspendel;

von F. Kühnen und Ph. Furtwängler.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. weiter unten.)

---

n dem genannten Vortrage[1]), gehalten in der Sitzung der chen Physikalischen Gesellschaft am 7. Februar 1908, wirft FELGENTRAEGER uns vor, seine Arbeit: „Über den Einfluß Schneide auf die Schwingungsdauer des Pendels und der “[2]) übersehen zu haben.

Wir haben die Arbeit gekannt[3]).

Herr FELGENTRAEGER geht darin stillschweigend von der ıssetzung aus, daß die betrachtete Bewegung eine drehende ınd dementsprechend setzt er ohne weiteres bei seiner theo-chen Untersuchung die bekannte Gleichung für die Winkel-leunigung an, indem er über die störenden Kräfte eine im ıtlichen willkürliche Annahme macht. Hiermit schaltet Herr ENTRAEGER von vornherein die eigentliche Schwierigkeit aus. der Schneidenbewegung wird an der Schneidenkante ein n, Gleiten und eine elastische Deformation eintreten (ein ıtliches Rutschen ist wahrscheinlich ausgeschlossen). Wie viel il jede dieser Bewegungsarten hat, hängt von manchen Um-

[1]) Diese Verh. 10, 87—90, 1908.

[2]) Wissenschaftliche Abhandlungen der Kais. Normal-Eichungskommiss., ft, S. 155—193. Berlin 1903.

[3]) In dem 4. Bande der Enzyklopädie der mathemat. Wiss. findet sich m Artikel 7: „Die Mechanik der einfachsten physikalischen Apparate Versuchsanordnungen“, den der eine von uns verfaßt hat, auf S. 43 ein halbe Seite langes Referat über die Arbeit. Es sei übrigens ausdrück-nier hervorgehoben, daß der Referent, wenn er an der genannten Stelle Rücksicht auf den Zweck der Enzyklopädie keine kritischen Bemer-en hinzugefügt hat, damit keineswegs seine Übereinstimmung mit lichen „theoretischen Entwickelungen“ der Arbeit hat bekunden wollen.

ständen ab (Krümmungsradius der Schneide, Material, flächenbeschaffenheit usw.).

Alle diese Dinge hat Herr FELGENTRAEGER überhaupt berührt; seine Behauptung im Vortrage, daß bei der Bestim der Schwerebeschleunigung mit einem Reversionspendel der fluß der störenden Kräfte an der Schneide unter allen Umstä eliminiert würde, kann daher nicht als bewiesen gelten. auch wohl bekannt, daß bei gewissen Annahmen über die st den Kräfte die Elimination bei Benutzung eines Reversionspe mit dem Herr FELGENTRAEGER allein operiert, nicht erfo sondern daß dazu zwei Pendel von gleichem Gewicht und schiedener Länge notwendig sind. Ob derartige störende K vorhanden sind, darüber geben die bisherigen Beobachtu keinen genügend sicheren Aufschluß.

Wenn wir an der von Herrn FELGENTRAEGER zitierten (S. 13 der Einleitung zu unserer Arbeit) von Beobachtunge Pendeln mit kleinem Schwerpunktsabstand sprechen, so damit nicht in erster Linie Wagen gemeint, sondern Zwis glieder zwischen den geodätischen Pendeln und den Wagen; hatten die auch von Herrn FELGENTRAEGER betonte große L die zwischen den Beobachtungen an den gebräuchlichen R sionspendeln und den Wagen besteht, im Sinn. Erst wenn Lücke durch geeignete Beobachtungen ausgefüllt ist, wird über die Gesetzmäßigkeiten der störenden Kräfte genüg Aufklärung erwarten können, um daraus auf ihre Natu schließen und sie auch theoretisch ohne willkürliche Annah zu bestimmen. Unsere Beobachtungen an Reversionspendeln die Beobachtungen des Herrn FELGENTRAEGER an der Wage von ihm selbst als Vorversuche bezeichnet werden und d Resultate keineswegs sämtlich als sichergestellt gelten kön reichen dazu nach unserer Überzeugung nicht aus.

Die Vorgänge an der Schneide eines Pendels sind des durchaus noch nicht klargestellt, und ihre Erforschung bietet Theorie und der Experimentierkunst große Schwierigkeiten.

---

[1]) Vgl. F. R. HELMERT, Beiträge zur Theorie des Reversionspe S. 79. Potsdam 1898.

Nachtrag zu meiner Arbeit: heorie der Vorgänge im Nullapparat zur chwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen;

von Erich Marx.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)
(Eingegangen am 17. Mai 1908.)

dieser Arbeit findet sich die Angabe, daß Aluminium nerkliche Kathodenstrahlenemission bei Bestrahlung mit nstrahlen aufweise. Der Schluß wurde von mir daraus , daß ich fand, daß Aluminium eine schwache negative ung annimmt, die sich identisch mit der erwies, die erhalten wenn die Strahlen am Aluminium vorbei lediglich die te durchstrahlten. Herr Prof. W. WIEN machte mich darauf aufmerksam, daß er auch bei Aluminium Kathoden- n erhalten hätte[1]). Nun ist meine obige Folgerung an die setzung gebunden, daß auch nach Drehung des Elektroden- in den beiden Messungsreihen die gleiche Strahlenmenge n Wänden den Elektrodenkranz erreicht. Es konnte also sultat von mir, daß das Aluminiumblech sich gerade so t, wie das durchstrahlte Volumen, in dem es sich befindet, nenfalls dadurch erhalten sein, daß die von dem Alumi- ausgesandte Strahlenmenge genau durch ein Plus an Wand- ng gegenüber der Vergleichsstellung kompensiert wurde. es zu kontrollieren, wurde die Anordnung so geändert, daß strahlte Fläche vergrößert, die Wandstrahlung geschwächt Hierbei zeigte sich, daß in der Tat auch Aluminium, im ng mit dem Befunde des Herrn WIEN, Kathodenstrahlen — Für die Theorie des Nullapparates tritt hierdurch Änderung ein. Für sie ist allein wesentlich, daß eine

[1]) W. WIEN, Über eine Berechnung der Wellenlänge der Röntgen- aus dem PLANCKschen Energieelement. Nachr. d. k. Gesellschaft en 1907.

Platinelektrode nicht nur die schnellen DORNschen, sonder
langsame Kathodenstrahlen aussendet. Diesen Nachwei
Herr W. WIEN in der angeführten interessanten Arbeit g
Auch zeigte er, daß die gegenüber der Platinstrahlung
schwache Aluminiumstrahlung ihrerseits viel weniger la
Kathodenstrahlen enthält als Platin, indem das gleiche verzö
Potential die schwache Aluminiumstrahlung um 25 Proz. sch
während sie von der starken Platinstrahlung 50 Proz. zurü
Es ist also die am Aluminiumfenster frei werdende la
Kathodenstrahlung außerordentlich viel schwächer als
Platin frei werdende, und da ferner die Kraftlinien der El
im wesentlichen an dem gegenüberstehenden, in 3 cm Absta
findlichen Faradayzylinder, nur sehr wenige an dem nicht
überstehenden, 7,5 cm entfernten Fenster enden, so ist kl
die wenigen langsamen Strahlen, die am Aluminiumfenst
werden, auf die Entladung der Elektrode ohne Einfluß
müssen. — Auf die Modifikation, die hierdurch die in Absch
skizzierte Methode erfahren hat, habe ich hier nicht einz

Herrn Geheimrat WIEN habe ich für seine freundlich
teilung und Anregung bestens zu danken.

Leipzig, 16. Mai. Physikalisches Institut der Univ

lag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Kleine
aturlehre und Chemie

mit Berücksichtigung der
eralogie und der Lehre vom Menschen

für einfache Schulverhältnisse, insbesondere
für Mädchenschulen bearbeitet von

A. SATTLER,
Schulinspektor.

Dritte vermehrte und verbesserte Auflage.
Mit 154 in den Text eingedruckten Abbildungen.

Preis kartoniert 80 Pfennig.

ie vorliegende „Kleine Naturlehre und Chemie“ ist für Mädchenschulen sowie Volksschulen mit einfachen Verhältnissen bestimmt, denen wöchentlich in der Regel nur eine Stunde für die Naturlehre zur Verfügung steht. n Schulen will das Buch genügend Stoff für mindestens zwei ahre bieten, doch dürfte es auch noch etwas weitergehenden derungen vollauf genügen. Der Verfasser will den zu beinden Stoff nicht etwa genau vorschreiben, sondern überläßt ehrer die ihm für seine Verhältnisse zweckmäßig erscheinende hl.

ie Form der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es von Beobachtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das abgeleitet und den Anwendungen Rechnung getragen. Einute Fragen regen zu weiterem Nachdenken an. Für eine große l guter und zweckmäßiger Abbildungen ist Sorge getragen.

er Kleindruck ist in dieser neuen Auflage vollständig tigt, so daß das Buch jetzt den für das Königreich Preußen setzten hygienischen Anforderungen in bezug auf Typengröße eilendurchschuß in jeder Beziehung entspricht.

er Preis des Buches hat zwar etwas erhöht werden müssen, aber bei der gediegenen Ausstattung immer noch ein sehr er genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Telegraphie ohne Draht

Von

Augusto Righi,

Professor an der Universität Bologna

und

Bernhard Dessau,

Professor an der Universität Perugia.

Zweite vervollständigte Auflage. — Mit 312 Abbildungen.

Preis geh. ℳ 15.—, geb. ℳ 16.50.

Die zweite Auflage des Buches über drahtlose Telegraphie v A. Righi und B. Dessau, welche hiermit dem Publikum da geboten wird, weist gegen die erste mannigfache Veränderungen u Erweiterungen auf. Der Grundcharakter des Buches, welches ei dem großen Kreise der allgemein gebildeten Leser zugängliche u doch zugleich gründliche Darstellung des wissenschaftlich und tec nisch gleich interessanten Gebietes gewähren soll, ist auch in d neuen Auflage derselbe geblieben wie früher. Aber schon in de theoretischen Teil mußte der kurze Abschnitt, welcher in der erst Auflage den Elektronen gewidmet war, zu einem besonderen Kapit erweitert werden; zu dem Kapitel über Kohärer und Antikohär welches auf Grund der neueren Forschungen ergänzt wurde, gesellt sich zwei neue Abschnitte über den magnetischen und den elektr lytischen Wellenindikator. Die weitestgehende Umgestaltung h naturgemäß der dritte, der Technik der drahtlosen Telegraphie g widmete Teil erfahren. Hier galt es, Veraltetes auszumerzen und daf dem zahlreichen Neuen, wie z. B. den Mitteln zur Übertragung v Signalen auf große Entfernungen, dem heutigen Stande der a gestimmten Telegraphie und den Versuchen über gerichtete Telegraphi den gebührenden Platz anzuweisen. Dementsprechend ist auch d Umfang gerade dieses Teiles bedeutend angewachsen. Ein Anha enthält die gesetzlichen und administrativen Bestimmungen, sowie d Beschlüsse der Berliner Konferenz über drahtlose Telegraphie; e Nachtrag ist einer während des Druckes bekannt gewordenen E findung des dänischen Ingenieurs Poulsen gewidmet, welche für d weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie von der größt Bedeutung zu werden verspricht.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

lag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Müller-Pouillets
ehrbuch der Physik
und Meteorologie.

In vier Bänden.

nte umgearbeitete und vermehrte Auflage

herausgegeben von

Professor Dr. **Leopold Pfaundler**, Graz.

Unter Mitwirkung von

f. Dr. **O. Lummer**-Breslau (Optik und strahlende Wärme), **Drucker**-Leipzig (Molekularphysik), Prof. Dr. **A. Wassmuth**-Graz nodynamik und Wärmeleitung), Hofrat Prof. Dr. **J. Hann**-Wien prologie), Prof. Dr. **W. Kaufmann**-Bonn (Elektrizitätslehre), Dr. **A. Coehn**-Göttingen (Elektrochemie), Dr. **A. Nippoldt**-Potsdam (Erdmagnetismus und Erdelektrizität).

ber 3000 Abbildungen und Tafeln, zum Teil in Farbendruck.

Band: **Mechanik und Akustik** von Prof. Dr. **Leopold Pfaundler.** Gr. 8. Preis geh. *M* 10.50, geb. n Halbfrz. *M* 12.50.

Band, 1. Abteilung: **Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik)** von Prof. Dr. **Otto Lummer.** Preis *M* 15.—.

Band: **Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie** von Prof. Dr. **L. Pfaundler,** Privatdozent Dr. **K. Drucker,** Prof. Dr. **A. Wassmuth,** Hofrat Prof. Dr. **J. Hann.** Preis geh. *M* 16.—, geb. in Halbfrz. *M* 18.—.

as altberühmte Buch genießt längst den Ruf, das beste populäre Lehrbuch der zu sein, dem anerkanntermaßen keine andere Nation ein gleichartiges Werk ite zu stellen vermag. Es ist seit seinem ersten Erscheinen in den Kreisen ysiker, Astronomen, Naturhistoriker, Mediziner, Pharmazeuten, Lehrer, Tech-Elektrotechniker, Mechaniker, Optiker, Agronomen, Industriellen, sowie Forst-, und Hüttenleute und aller Liebhaber der Physik so eingebürgert, daß es einer en Empfehlung nicht bedarf.

s ist Vorsorge getroffen, daß die übrigen Bände des Werkes baldmöglichst igen werden.

= **Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.** =

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.

(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe ist nur direkt von uns zu beziehen

Berichte

der

tschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Bericht über die Sitzung vom 29. Mai 1908. . . . . .

A. Koepsel, Ein neues Verfahren zur Übertragung von Bewegunge geringer Energie. (Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908

Felix Jentzsch, Über die Elektronenemission glühender Metalloxyd Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 29. Mai 1905

Wilhelm Westphal, Potentialmessungen an glühenden Oxydkathode Vorläufige Mitteilung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 29. Mai 1908

O. Lehmann, Künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wände (Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.) . . . . . .

M. Thiesen, Die Zustandsgleichung der Metalle. Mitteilung der Phy kalisch-Technischen Reichsanstalt. (Eingegangen am 3. Juni 1908

M. Thiesen, Bemerkungen zu vorstehendem Aufsatz. (Eingegangen a 3. Juni 1908.) . . . . . .

Wilh. Felgentraeger, Bemerkungen zu der Erwiderung der Herr F. Kühnen und Ph. Furtwängler auf meinen Vortrag vo 7. Februar 1908. (Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

G. Leithäuser und R. Pohl, Nachtrag zu unserer Arbeit: Über d Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf. (Vo gelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.) . . . . . .

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte de Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 191. — II. Akustik. S. 194. — III. Physik Chemie. S. 194. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 197. — V des gesamten Spektrums. S. 202. — VI. Wärme. S. 203. — VII. Ko Physik. S. 206.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunsch

Gesammelte Abhandlungen

aus den Gebieten der

Meteorologie und des Erdmagnetis

von **Wilhelm von Bezold.**

In Gemeinschaft mit **A. Coym** herausgegeben **vom Verfasser.**

Mit 66 Abbildungen im Text und drei Tafeln.

gr. 8. Preis geh. 14 ℳ, geb. 16 ℳ

Die physikalischen Eigenschaften der S

Von **Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess,**

Assistent für Physik an der Königlichen Technischen Hochschule München.

Mit 36 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 3 ℳ, geb. 3,6

Verhandlungen

der

tschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

ahrg. 15. Juni 1908. Nr. 11.

Sitzung vom 29. Mai 1908.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

r. **E. Regener** demonstriert
ie OTTO VON GUERICKEschen Originalapparate.

dann spricht Hr. **H. Diesselhorst:**
Über die Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme.

eiter berichtet Hr. **Felix Jentzsch:**
r die Elektronenemission glühender Metalloxyde.

erner trägt Hr. **Wilhelm Westphal** über
tentialmessungen an glühenden Oxydkathoden

ndlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende zur Veröffentlichung
n „Verhandlungen" der Gesellschaft eingegangenen Mit-
gen vor:

1. von Hrn. **O. Lehmann:** Künstliche Zellen mit fl
   kristallinischen Wänden;
2. von Hrn. **F. Kühnen** und **Ph. Furtwängler:** Erwid
   auf den Vortrag des Herrn W. FELGENTRA
   Der Einfluß der Schneiden auf die Bestim
   der Schwerebeschleunigung mit dem Rever
   pendel (schon abgedruckt, vgl. diese Verh., S. 389
3. von Hrn. **W. Felgentraeger:** Bemerkungen zu d
   widerung der Herren F. KÜHNEN und PH.
   WÄNGLER;
4. von Hrn. **Erich Marx:** Nachtrag zu meiner
   Theorie der Vorgänge im Nullapparat z
   schwindigkeitsmessung der Röntgenstr
   (schon abgedruckt, vgl. diese Verh., S. 391—392);
5. von Hrn. **G. Leithäuser** und **R. Pohl:** Nachtr
   unserer Arbeit: Über den Einfluß des Ozo
   die Kondensation von Wasserdampf;

und zeigt eine zum Abdruck in den „Verhandlungen" der
schaft bestimmte Mitteilung an:

6. von Hrn. **Erich Ladenburg** und **Karl Markau:** Üb
   Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer
   tronen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen

Hr. Dr. M. DIECKMANN, Assistent am physikalischen Insti
Technischen Hochschule München, Schellingstr. 106.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ERFLE.)

Ein neues Verfahren zur Übertragung von Bewegungen geringer Energie;

von A. Koepsel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 317.)

---

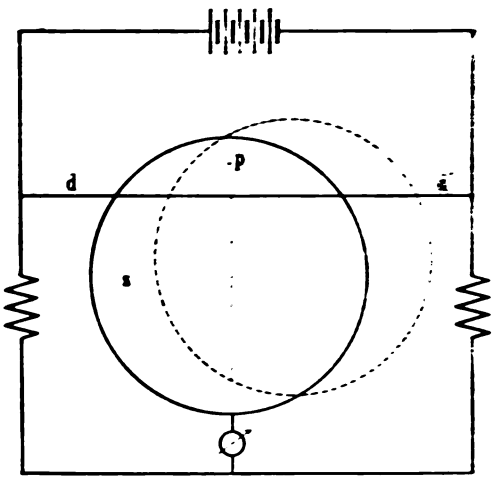
e bisherigen Registrier- und Übertragungsmethoden von ngen heruhen zum größten Teil auf mechanischer Über-; wo dabei das Hilfsmittel des elektrischen Stromes be-wird, geschieht dies unter Vermittelung von Kontakten, infolge der Reibungsarbeit, die dabei erforderlich ist, die rtragende Bewegung mehr oder weniger beeinflussen, so ein getreues Bild der Bewegung übertragen werden kann. e in nachfolgendem beschriebene Methode ist von diesen gänzlich frei, weil sie kein mechanisches Zwischenglied , so daß selbst die allerfeinsten Bewegungen, welche nur minimale Energiemengen hervorgebracht werden können, soluter Sicherheit auf beliebige Entfernungen übertragen Außerdem lassen sich damit kleine Bewegungen in große deln und umgekehrt und die Energie der Übertragung läßt st beliebig steigern, so daß diese Methode der ausgedehnte-nwendung fähig ist.

s Übertragungsmittel wird die Wärme benutzt, indem die ng eines gegen Luftströmungen geschützten, durch elektri-Strom erwärmten Drahtes durch die Bewegung beeinflußt Diese Beeinflussung geschieht durch eine passend aus-ttene dünne Glimmerscheibe s (Fig. 1), welche mit dem , dessen Bewegung übertragen werden soll, fest verbunden nd welche über dem erwärmten Draht dd' schwebt. Dreht n die Scheibe s z. B. um den Punkt p, so wird ein Teil ahtendes d frei, während ein gleicher Teil des Drahtendes d' t wird; hierdurch erniedrigt sich die Temperatur des ersteren, d die des letzteren erhöht wird, was entsprechende Wider-

*

standsänderungen zur Folge hat. Bilden nun d und d' die [illegible] einanderliegenden Zweige einer WHEATSTONE'schen Brücke, Fig. 1 zeigt, so macht das Galvanometer g genau [illegible]

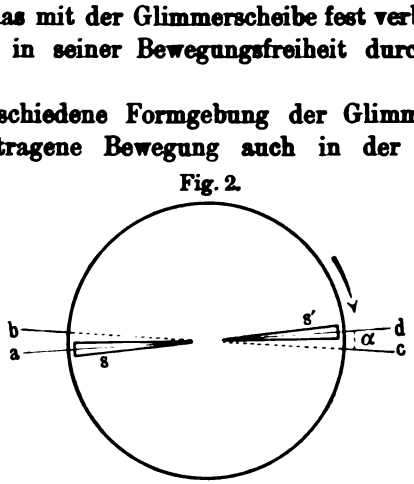
Fig. 1.



wegungen wie das mit der Glimmerscheibe fest verbundene Sy welch letzteres in seiner Bewegungsfreiheit durchaus nich stört wird.

Durch verschiedene Formgebung der Glimmerscheibe man die übertragene Bewegung auch in der mannigfac

Fig. 2.



Weise umgestalten, so z. B. ein quadratisches Fortschr der zu übertragenden Bewegung in ein proportionales der tragenen. Auch sehr kleine Bewegungen lassen sich in große verwandeln. Versieht man z. B. die Glimmerscheibe

adialen Schlitzen ss' (Fig. 2), unter welchen man zwei Hitz-
ad anordnet, die die gegenüberliegenden Zweige einer
TSTONEschen Brücke bilden, während benachbart dazu im
nde des kleinen Winkels α die Hitzdrähte bc radial an-
net sind, welche die beiden anderen gegenüberliegenden
e der Brücke bilden, so werden bei der Drehung der Glimmer-
e um den Winkel α in Richtung des angedeuteten Pfeiles
iderstände ad und bc ihre Rollen vertauschen, was einen
tenden Ausschlag des in die Brücke geschalteten Galvano-
oder Relais zur Folge hat.
Man kann auf diese Weise selbst elektrische Kontakte her-
, ohne die freie Bewegung des Systems irgendwie zu be-
ssen.
Was nun die Energie des Übertragungsstromes betrifft, so
ich diese durch Vergrößerung des Drahtquerschnittes, oder,
die Gleichzeitigkeit der Übertragung nicht gestört werden
esser durch Parallelschaltung mehrerer Hitzdrähte fast be-
steigern; auch kann durch geschickte Benutzung eines
rstoffstromes, der Widerstandsänderungen von 60 Proz. und
hervorbringen kann, noch viel erreicht werden, so daß hier
öglichkeit vorliegt, selbst die nur an feinsten Instrumenten
obachtenden Vorgänge auf nicht gerade sehr empfindliche
rierapparate in die Ferne zu übertragen.
Das Modell eines solchen Apparates mit Fadenaufhängung
in der Sitzung vorgeführt und es zeigte sich, daß die Über-
ng nicht nur konform, sondern auch gleichzeitig mit der ur-
glichen Bewegung vor sich ging. Die benutzten Hitzdrähte
eine Dicke von 0,05 mm und bestanden aus Nickeldraht
em Temperaturkoeffizienten 0,004.

Über die Elektronenemission glühender Metalloxyde;

von Felix Jentzsch.

(Vorläufige Mitteilung [1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 393.)

O. W. RICHARDSON [2]) leitete für die Elektronenemission der Metalle aus Vorstellungen der kinetischen Gasthe Formel ab:

$$J = n\varepsilon\sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu}}e^{-\frac{\Phi}{RT}}.$$

Hierin bedeuten J die Dichte des Sättigungsstrome Zahl der Elektronen in der Volumeinheit des emittierende ε und μ Ladung und Masse eines Elektrons, T die absolu peratur, Φ die Arbeit, die ein Elektron beim Durchse Oberfläche leistet und R die Gaskonstante für ein einzeln tron. Letztere ist identisch mit der Konstante des PLAN Strahlungsgesetzes.

Nachdem A. WEHNELT [3]) gezeigt hatte, daß die Form die Emission von Calciumoxyd gut darstellt, fand F. DEIN daß es nur auf das Oxyd selbst, nicht auf seinen Träger a Verfasser untersuchte daher etwa 20 verschiedene Met und berechnete für jedes die beiden charakteristische stanten n und Φ.

Sorgfältig in Salpetersäure ausgekochte Platindräh 0,25 mm Dicke und 45 mm Länge wurden mit einer konzen Lösung des Nitrates überzogen, das durch Glühen in d übergeführt wurde. Ein so präparierter Platindraht hing zu einem 23 mm weiten Messingzylinder in einem gut eva

---

[1]) Ein ausführlicherer Bericht wird demnächst in den Ann. erscheinen.

[2]) Phil. Trans. (A) **201**, 516, 1903.

[3]) Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

[4]) Ann. d. Phys. (4) **25**, 285, 1908.

und wurde durch eine isoliert aufgestellte kleine Batterie
Zwischen Draht und Zylinder wurde eine Potential-
z hergestellt und die abfließenden Sättigungsströme gal-
trisch gemessen. Die Temperatur wurde aus dem Wider-
les Drahtes bestimmt. Als Fixpunkte dienten außer der
temperatur der Schmelzpunkt von K_2SO_4 [1066° C] [1]) und
[1745° C] [2]).

ägt man als Abszissen $x = 1/T$ und als Ordinaten
$g J . \frac{1}{2} \log T$ auf, so müssen nach der Theorie die so be-
en Werte auf einer Geraden liegen. Bei allen untersuchten
war dies der Fall. Die RICHARDSON sche Formel ist also
s bestätigt.

hieraus berechneten Konstanten sind in der Tabelle zu-
gestellt. Bezüglich der chemischen Formeln sei dahin-
ob die von ihnen bezeichneten Oxyde bei den hohen
aturen wirklich noch vorhanden waren. Aus der Austritts-

	n	A Erg	$\delta \varphi$ Volt
BaO	20000000 . 10^{15}	5,60 . 10^{-12}	3,58
SrO	21000000	6,04	3,87
CaO	18000000	5,43	3,48
MgO	0,14	5,32	3,40
BeO	0,043	3,22	2,06
Y_2O_3	780	4,89	3,13
La_2O_3	29	5,10	3,26
Al_2O_3	0,27	5,02	3,21
ZrO_2	270	4,92	3,15
ThO_2	1,5	4,79	3,06
CeO_2	82	5,00	3,20
ZnO	0,013	4,72	3,02
Fe_2O_3	150	6,31	4,04
N_2O	1200	6,89	4,41
CoO	2200	6,69	4,28
CdO	0,016	4,07	2,60
CnO	0,00015	3,03	1,94

[1]) HEYCOCK und NEVILLE, Journ. Chem. Soc. 67, 160, 1895.
[2]) NERNST und v. WARTENBERG, Diese Verh. 8, 48, 1906.

*

arbeit Φ ist ein Potentialsprung $\delta\varphi = \frac{\Phi}{\varepsilon}$ berechnet word
an der Oberfläche Oxyd—Vakuum mit der positiven Beleg
Oxyd hin gedacht werden kann.

Die Oxyde sind so geordnet, wie die Metalle selbs
Spannungsreihe aufeinander folgen. Wie man sieht, ord
mit Ausnahme von Beryllium und den drei magnetischen
auch die Konstanten Φ und $\delta\varphi$ in dieser Weise.

Bei den elektropositiven Stoffen ist also die Arbeit,
Elektron beim Entweichen zu leisten hat, größer als
elektronegativen. Andererseits ist die Zahl der freien El
in den elektropositiven Stoffen im allgemeinen größer.

Der größte Teil der Austrittsarbeit wird wohl verbra
elektrische Kraft zwischen den entweichenden Elektro
ihren elektrischen Bildern an der Oberfläche zu überwind
einfachen Überlegungen kann man die Dicke einer Sch
rechnen, innerhalb der die vom Draht ausgesandten El
nicht mehr vom elektrischen Feld zum Zylinder fortgeführt
können. Bei den gewählten Dimensionen ergibt sich diese
dicke zu $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ cm bei 20 Volt Potentialdifferenz.

Nach der DRUDEschen Theorie ist bei 1500° die mitt
schwindigkeit eines Elektrons im Leiter $2{,}81 \cdot 10^{7}$ cm/sec.
Potentialsprung $\delta\varphi$ zu überwinden, muß ein Elektron
schwindigkeit $10{,}2 \cdot 10^{7}$ cm/sec besitzen. Wenn nicht Stoßio
eintreten soll, muß die Austrittsgeschwindigkeit eines E
kleiner als $16{,}3 \cdot 10^{7}$ cm/sec sein.

Für die von den Elektronen dem Leiter entführte Energi
man nach einfacher Umformung der RICHARDSONschen F

$$U = N[\Phi + 2RT],$$

also den Energiegehalt eines einzelnen Elektrons, nachdem
Leiter verlassen hat, zu $2RT$. Daraus findet man als
Austrittsgeschwindigkeit bei 1700° $3{,}42 \cdot 10^{7}$ cm/sec. Die
der Emission berechnet sich nach obiger Formel bei 1700°
zu 12,5 Proz. der Strahlungsenergie. Man kann daher d
mutung aussprechen, daß bei sehr hohen Temperaturen der
verlust eines Körpers vom Vorzeichen seiner elektrischen Au
abhängig ist.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

tialmessungen an glühenden Oxydkathoden;

von Wilhelm Westphal.

(Vorläufige Mitteilung [1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 393.)

Zweck vorliegender Untersuchungen ist eine Prüfung der rn J. J. THOMSON [2]) gegebenen Theorie des CROOKESschen aumes an der Kathode der Glimmentladung im Vakuum. ch Versuchen von Herrn A. WEHNELT [3]) ist der Mechanis- er Kathodenstrahlentstehung folgender: Positive Ionen trahlen) werden durch das elektrische Feld auf die Ka- eschleudert und erzeugen an deren Oberfläche beim Auf- lektronen. Diese bilden, von der Kathode fortfliegend, hodenstrahlen und erzeugen, nach Durchlaufen ihrer Ioni- spannung, die zum Fortbestehen der Entladung nötigen n Ionen.

rr J. J. THOMSON (l. c.) zog nun den Schluß, daß, da die nen zum Passieren des der Kathode zunächst liegenden , des CROOKESschen Dunkelraumes, wesentlich kürzere brauchen, als die positiven Ionen, in ihm dauernd eine ung an Elektronen herrschen müsse, die den hohen Wider- lesselben erklärt, welcher sich sowohl aus dem Potential- [4]), wie aus Versuchen der Herren E. WIEDEMANN und CHMIDT [5]) und A. WEHNELT [6]) ergibt. Wendet man auf rve des Potentialverlaufs die POISSONsche Gleichung an, aus ihr in der Tat eine positive Ladung im Dunkelraum.

Eine ausführliche Darstellung wird in den Annalen der Physik er-

J. J. THOMSON, Conduction of electricity through gazes, S. 590 ff.

A. WEHNELT, Wied. Ann. 67, 421, 1899; Ann. d. Phys. (4) 10, 3.

A. WEHNELT, l. c.

E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. 62, 460, 1897.

A. WEHNELT, Wied. Ann. 65, 511, 1898.

Versuche der Herren G. C. SCHMIDT [1]) und H. DEMB
G. GEHLHOFF [2]) beweisen, daß durch Einbringung von Ele
in den dunkeln Kathodenraum der Widerstand desse
heblich herabgesetzt wird. In besonders hohem Maße geli
durch Anwendung einer glühenden, Elektronen aussendende
kathode nach Herrn A. WEHNELT [3]). Wird tatsächlich
diese Mittel die Verarmung des Dunkelraumes an negative
trizität aufgehoben, so mußte die Kurve des Potentialv
sich in dem Sinne ändern, daß die POISSONsche Gleichu
Werte $\Delta V = 0$ zustrebte, d. h., daß der Potentialverlau
linig wurde.

Daß dies in der Tat eintritt, zeigen die folgenden V
die mit glühenden Oxydkathoden angestellt wurden.

Der Potentialverlauf im Dunkelraum wurde mittels
einer Barometerdichtung verschiebbaren Platindrahtsonde ge
Bei schwach rot glühender Kathode ergab sich eine Kurve
die den an kalten Kathoden gemessenen durchaus entsprich
ist begreiflich, da die Elektronenemission des Oxydes be
Temperatur äußerst gering ist. Wurde jedoch die Kathode
geglüht, so näherte sich der Potentialverlauf im Dunk
immer mehr einem geradlinigen (Fig. 2). In folgenden T
und Figuren ist je ein Beispiel für diese beiden Fälle g

I. Kathode schwach rot geglüht.

Entfernung von der Kathode .	1	2	3	4	5	6
Potential	536	816	1014	1206	1352	14
Entfernung von der Kathode .	7	8	9	15	16	1
Potential	1558	1653	1706	1997	2020	20

II. Kathode stark geglüht.

Entfernung von der Kathode .	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0
Potential	42	43	48	55	58	67	75	8
Entfernung von der Kathode .	0,9	1	2	3	4	5	6	
Potential	88	95	111	113	116	118	119	

[1]) G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 12, 622, 1903.
[2]) H. DEMBER und G. GEHLHOFF, Verh. d. Deutsch. Physikal.
263, 1906.
[3]) A. WEHNELT, Ann. d. Phys. (4) 14, 425, 1904.

Diese Messungen ergaben also das nach der THOMSONschen
ie zu erwartende Resultat.

s ist auffallend, daß sich in der bei hoher Temperatur
athode aufgenommenen Kurve das Ende des Dunkelraumes
ein scharfes Umbiegen der Kurve kennzeichnet, während
derartiges bei kalter und schwach glühender Kathode nicht
t.

s war jedoch noch zu prüfen, ob überhaupt an der glühen-
xydkathode der Mechanismus der Entladung derselbe ist,

Fig. 1.

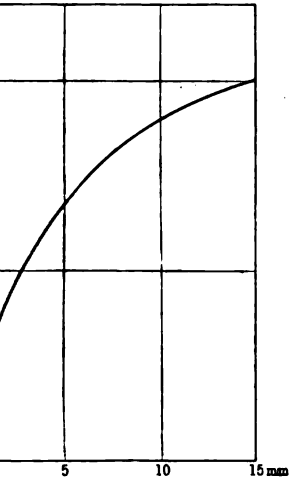
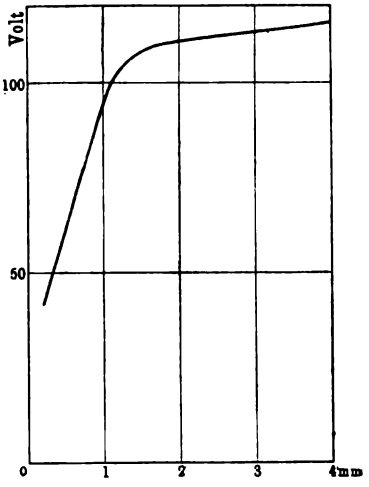


Fig. 2.



n kalter Kathode. Dies geschah durch Messung der Niveau-
n des Potentials; denn aus der Form derselben waren von
A. WEHNELT (l. c.) die obenerwähnten Schlüsse über den
nismus gezogen worden. Die Messungen ergaben nun die
der Niveauflächen gleich der an kalten Kathoden. Auch
das Auftreten von Kanalstrahlen an der glühenden Oxyd-
de nachgewiesen.

Diese Ergebnisse berechtigten dazu, den Mechanismus der
dung an der Oxydkathode als identisch mit dem an kalter
ode anzusehen, und die an jener gefundenen Resultate zu
schlüssen auf diese zu verwenden.

Ferner war noch Zweifel an der Richtigkeit der S
messungen möglich, da nach Herrn J. S. TOWNSEND [1]) i
ionisierten Gasen infolge der höheren Beweglichkeit der ne
Teilchen zu niedrige Potentialangaben zu erwarten sind.
nicht ausgeschlossen, daß durch einen derartigen Fehler
Resultat nur vorgetäuscht war. Zu diesem Zwecke wurde f
Prüfung vorgenommen.

Ein feines, von einer Oxydkathode ausgehendes Ka
strahlbündel wurde im homogenen Magnetfelde abgelen
seine Bahn photographiert. Es wurde ein zylindrische
ladungsrohr verwandt, auf dessen Enden zur Vermeidun
scher Fehler dicke Planglasplatten aufgekittet waren. Die
wurden ausgemessen und von dem hinter dem Ende des
raumes liegenden Teile, in dem ja sicher keine erheblic
schleunigung der Elektronen mehr stattfindet, der Krüm
radius und daraus die Endgeschwindigkeit der Elektronen be
Waren die Sondenmessungen richtig, so mußte sich be
geglühter Kathode die Bahn im Dunkelraume wegen der g
Anfangsgeschwindigkeit einer Cykloide nähern [2]). Waren
die Sondenangaben erheblich zu niedrig, so mußte ein st
Potentialsprung an der Kathode liegen, die Elektronen a
größten Teil ihrer Geschwindigkeit bereits dort erhalten
Bahn mußte sich dann der Kreisform nähern. In der Ta
sich bei stark geglühter Kathode eine erhebliche Annäher
die in einfacher Weise aus dem Krümmungsradius des
Kurvenstückes und der Länge des Dunkelraumes zu berec
Cykloide, dagegen bei schwach geglühter Kathode eine Annä
an die Kreisform. Beides ist durchaus in Einklang mit d
Fig. 1 und 2 zu erwartenden Resultat. Selbstverständlich
in beiden Fällen die gemessene Kurven stets in dem Raume
halb der beiden berechneten Kurven.

Der Charakter des Potentialverlaufes wird also durch
Messungen richtig wiedergegeben.

Durch diese Versuche ist eine Bestätigung der THOMSO
Theorie erbracht, daß die Eigenschaften des CROOKE

[1]) J. S. TOWNSEND, Phil. Mag. (6) 12, 729, 1906.
[2]) J. J. THOMSON, Conduction of electricity through gazes, S. 1

Dunkelraumes der Kathodenstrahlen an gewöhnlichen Kathoden aus einer Verarmung an Elektronen zu erklären sind.

Anschließend sei kurz über eine von Herrn A. WEHNELT vorgeschlagene Anordnung berichtet, die es gestattet, die von einer Oxydkathode ausgehenden Kathodenstrahlen zusammenzudrängen, bzw. ihnen eine gewünschte Richtung zu geben.

Die Oxydkathode ist in einem horizontalen, zylindrischen Rohre angebracht; in diesem befindet sich ein lumenfüllender, aber frei beweglicher Zylinder aus Eisenblech, der mit der Kathode durch ein dünnes Metallband [1]) leitend verbunden ist. Falls die Kathode durch einen seitlichen Ansatz in das Rohr hineinragt, ist der Zylinder mit einem Schlitz zu versehen, der es erlaubt, ihn über die Kathode zu schieben. Durch statische Einwirkung dieses Zylinders werden die Kathodenstrahlen, selbst wenn sie von einem großen Oxydfleck ausgehen, in der Rohrachse zusammengedrängt. Der Zylinder wird mittels eines Magneten so lange verschoben, bis die Kathodenstrahlen auf einen Punkt, wie auf einen Brennpunkt konvergieren. Man kann auf diese Weise sehr bedeutende Energiemengen auf diesen Punkt konzentrieren. Ferner gelingt es mit Hilfe dieses Zylinders, schräge zur Rohrachse verlaufende Kathodenstrahlen in die Rohrachse zu zwingen. Aus diesem Grunde eignet sich diese Anordnung besonders zur Verwendung in der von Herrn A. WEHNELT [2]) angegebenen Form der BRAUNschen Röhre, bei der erfahrungsgemäß bei längerem Gebrauch gelegentlich Verbiegungen des Platinbleches der Kathode eintreten, so daß die Kathodenstrahlen das Diaphragma nicht mehr treffen.

---

[1]) Am besten sogenanntes Lametta, wie es als Christbaumschmuck verwandt wird.

[2]) A. WEHNELT, Physikal. ZS. 6, 732, 1905.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden;

von O. Lehmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 394.)

Nachdem der Nachweis gelungen ist, daß VIRCHOWS
formen als hohle flüssige Kristalle (Sphärokristalle) gefü
einer isotropen Flüssigkeit zu betrachten sind [1]), erschein
ausführlichen Mitteilungen von G. QUINCKE über Niederschla
branen, künstliche Zellen, Silikatvegetationen usw. [2]) von bes
Bedeutung. QUINCKE sagt (l. c. 7, 741): „Bei der Einwirku
Lösungen von Calciumnitrat, Calciumchlorid oder Calciumbica
auf Kohlensäure und kaustische Alkalien entsteht ein flü
ölartiger Niederschlag, der an der Grenze mit de
gebenden Flüssigkeit eine Oberflächenspannung besitz
1 bis 3 Sekunden, einige Stunden und mehr flüssig bleiben
ehe er erstarrt. Dieser flüssige Niederschlag bildet bei
starren Kristalle von Kalkspat (Rhomboeder) oder am
kohlensauren Kalk (Kreide) . . . . Außerdem bilden si
diesem ölartigen Niederschlage Linsen oder Sphärokri
Die Linsen oder Sphärokristalle bestehen aus radial angeor
Schläuchen mit Querwänden oder radial aneinander ge
kugelförmigen Blasen, in welche die radialen Schläuche ze
sind. Schläuche, Schlauchkammern und Blasen haben Wän
ölartiger Flüssigkeit, sind mit wässeriger Flüssigkeit gefüllt,
sichtbar oder sehr klein und unsichtbar sein. Die Sch
und Blasen der Sphärokristalle quellen auf, indem Wasser
die ölartigen Wände in das Innere diffundiert, und zerfall
dem die Zusammensetzung der ölartigen Wände sich änd

---

[1]) O. LEHMANN, Diese Verh. 10, 321, 1908.

[2]) G. QUINCKE, Ann. d. Phys. (4) 7, 631, 701; 9, 793, 1902; 10,
55, 449, 1903; 13, 65, 1904.

e Blasen. Je nach dem Zug oder Druck, der beim Auf-
der Schaumzellen und Blasen auf die sehr klebrige
ge oder nur teilweise fest gewordene Wand ausgeübt
und je nach Form und Anordnung der Schaumzellen im
kristall ist die Doppelbrechung der aus Schaumzellen
enden Linse verschieden, kann der Sphärokristall zwischen
zten NICOLschen Prismen mit einer Glimmerplatte von
Wellenlänge positive oder negative Doppelbrechung zeigen
komplizierte Polarisationskurven .... Der Sphärokristall
cht in Entstehung, Bau und Eigenschaften den von
ow entdeckten Myelinformen der Ölschäume aus wäs-
Lösungen ölsaurer Alkalien."

h halte die von QUINCKE gegebene Erklärung für unzutreffend,
e Flüssigkeit nicht durch Zug oder Druck dauernd
lbrechend werden kann. In einer Flüssigkeit können
Spannungen überhaupt nur vorübergehend bestehen [1]) und
die Untersuchung der Doppelbrechung ergibt solche nur,
e sich die Flüssigkeit in Strömung befindet [2]).

nd die Beobachtungen zutreffend, und daran ist bei der
hen Sorgfalt, mit welcher QUINCKE zu experimentieren
nicht zu zweifeln, so kann es sich nur um flüssige hohle
okristalle handeln wie bei den Myelinformen.

UINCKE hat ähnliche Sphärokristalle „zweiter Klasse", welche
einer Ansicht aus radial angeordneten Blasen bestehen
S. 737), noch in verschiedenen anderen Fällen beobachtet,
h beim Zusammenbringen von wässeriger Aluminiumsulfat-
mit Alkohol (l. c. 9, 21); beim Eintrocknen von Kiesel-
ösung mit Spuren von Alkali (l. c. 9, 823); beim Eintrocknen
iger Schwefellösung (l. c. 9, 995) und beim Eintrocknen
ärkelösung (l. c. 10, 675) mit oder ohne Zusatz von Kalk-
(l. c. 11, 483).

iernach existieren auch im Bereiche der anorganischen
e eine Menge flüssig-kristallinischer Substanzen.

O. LEHMANN, Vierteljahresb. d. Wien. Ver. z. Förd. d. phys. u. chem.
12, 239, 1907.

C. DE METZ, La double réfraction accidentelle dans les liquides.
a, No. 26, Paris 1906, Gauthier Villars.

Nach QUINCKEs Auffassung sind die bekannten Versu über künstliche Zellen [1]), Silikatvegetationen [2]) usw. alle auf Bildung solcher flüssiger doppelbrechender Schichten zurück führen, nicht auf M. TRAUBEs poröse halbdurchlässige Nied schlagsmembranen aus festen Teilchen. Erst später werden di flüssigen, halbdurchlässigen Häute fest. Er sagt (l. c. 7, 68 „Ich muß dies ausdrücklich hervorheben, da PFEFFER bei sei Versuchen über Diffusion Zuckerlösung und Wasser durch d Niederschlagsmembrane getrennt hat, und diese Versuche hä angeführt werden als ein klassisches Beispiel für die Diffu durch eine halbdurchlässige Membran und als ein Be für die von VAN 'T HOFF aufgestellte Theorie des osmotisc Druckes."

QUINCKE befindet sich hier im Irrtum, denn für VAN 'T Ho Theorie ist es ganz gleichgültig, ob die Membran flüssig oder ist, man kann auch flüssige Scheidewände benutzen [3]), dage würde sich die Halbdurchlässigkeit der Membranen gut verste lassen, wenn sie flüssig-kristallinisch sind, da solche sehr wenige (im allgemeinen isomorphe) Stoffe in jedem hältnis zu lösen und durchzulassen vermögen, z. B. Wasser, n aber den darin aufgelösten Zucker.

Beruht die Bildung der „künstlichen Zellen" und „künstlic Vegetationen" wirklich auf der Entstehung flüssig- oder fließe kristallinischer Häute, so ist ihre Analogie mit wachsenden w lichen Zellen wohl nicht nur eine äußerliche, denn auch bei die

---

[1]) Literatur s. b. QUINCKE, Ann. d. Phys. (4) 7, 644, 1902; fe ST. LEDUC, Compt. rend. de l'Assoc. Franc. p. l'Av. des Sciences 1907

[2]) Herr ALFRED SEDLACEK in München, Dachauerstr. 15, hatte Freundlichkeit, mir folgende Rezepte mitzuteilen: Als sog. Kulturflüssig wird reines Natronwasserglas, dem Volumen nach sechsmal mit Wasser dünnt, angewendet. Ein Becherglas wird damit angefüllt und Körner in Mitte gesetzt, welche hergestellt wurden durch Vermengen der nachbeze neten Gewichtsteile pulverisierter Salze mit der angegebenen Wasserme und Trocknenlassen an der Luft: Für moosähnliche Vegetation (moosgr 15 $CuSO_4$, 5 $FeSO_4$, 5 $CaSO_4$, 5 Wasser; für algenähnliche Vegetation (bra 15 $FeSO_4$, 5 $CuSO_4$, 5 $CaSO_4$, 5 Wasser; baum- und strauchartige Vegeta (grüner Stamm, weiße Verästelungen): 10 $MnSO_4$, 10 $CuSO_4$, 1 $FeSO_4$, 5 Ca $2^1/_2$ Wasser; weißblaue Silikatbüschel: 10 $CuSO_4$, 10 $ZnSO_4$, 10 Ca $2^1/_2$ Wasser.

[3]) Solche benutzte schon L'HERMITE, C. R. 39, 1177, 1854.

wie die häufig zu beobachtende Doppelbrechung der Mem-
zeigt und die Art des Wachstums, z. B. die Streckung der
d bei Oedogonium, die Bildung kristallinischer Schichten
indestens von Übergängen solcher zu amorphen (vgl. die
n. 1 zitierte Abhandlung) in Frage kommen. Leider
nir bisher die Zeit, nähere Untersuchungen darüber aus-
n.

arlsruhe, 27. Mai 1908.

Die Zustandsgleichung der Metalle;

von M. Thiesen.

(Mitteilung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 3. Juni 1908.)

Hr. GRÜNEISEN hat vor kurzem zunächst für Meta
Beziehung aufgestellt[1]), aus der sich weitgehende Schlüs
die Form der Zustandsgleichung dieser Körper ziehen
Diese Folgerungen der GRÜNEISENschen Beziehung sollen h
wickelt und zum Teil an der Erfahrung geprüft werden.

Wählt man den Druck p und die absolute Temperat
Unabhängige, bezeichnet mit v das Volumen und mi
Entropie einer Flüssigkeit, so lautet die Grundgleichu
Thermodynamik nach MASSIEU:

$$dQ = s\,d\vartheta - v\,dp.$$

Ist Q als Funktion von ϑ und p gegeben, so enthält die
chung alles, was im Gebiete der Thermodynamik über
treffende Flüssigkeit ausgesagt werden kann.

Für v und s, die partiellen Differentialquotienten
mögen die Gleichungen bestehen:

$$ds = C\frac{d\vartheta}{\vartheta} - \beta\,dp$$

$$dv = \beta\,d\vartheta - \gamma\,dp$$

Dann läßt sich der von Hrn. GRÜNEISEN aufgestellte
fassen, daß das Verhältnis zwischen C und β von der Tem
unabhängig ist.

Diese Behauptung muß allerdings nach zwei Richtun
eingeschränkt oder doch erläutert werden.

Erstens hat Hr. GRÜNEISEN seinen Satz für feste
aufgestellt; feste Körper werden aber thermodynamisch
durch zwei Unabhängige bestimmt. Trotzdem werden au
die einfachen thermodynamischen Gleichungen ihre Gü

[1]) E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 26, 211, 1908.

behalten, falls nur solche Änderungen berücksichtigt werden, bei denen der Körper sich selbst ähnlich bleibt. Dies muß daher durchweg vorausgesetzt werden.

Zweitens bezieht sich der Satz des Hrn. GRÜNEISEN nicht auf die hier auftretende kubische Ausdehnung β, sondern auf die lineare Ausdehnung. Nun folgt allerdings aus einer von Hrn. GRÜNEISEN gemachten Bemerkung über das Ansteigen des Quotienten β/C mit der Temperatur, daß sich für die kubische Ausdehnung die Übereinstimmung mit der Erfahrung etwas schlechter herausstellen dürfte. Man kann aber wohl von vornherein als feststehend annehmen, daß der Satz nur genähert gültig ist und darf ihn daher als Ausgangspunkt der Betrachtung so abändern, daß sich auf ihn die Grundsätze der Thermodynamik in möglichst einfacher Form anwenden lassen.

Wie Gleichung 2) zeigt, kann man nun den Satz auch so aussprechen, daß die Erwärmung eines Körpers durch isentropische Druckvermehrung der absoluten Temperatur proportional ist. Nehmen wir an, daß der Satz nicht nur für sehr kleine Druckänderungen bei Atmosphärendruck, sondern auch bei größeren Druckänderungen, wie sie zum Erweise des Satzes in dieser Form nötig wären, seine Geltung behält, so kann man setzen:

$$C = A\theta, \qquad \beta = B\theta \tag{4}$$

wo θ eine Funktion der Temperatur ist, A und B Funktionen des Druckes sind.

Da die Größen C und β nach 2) sich durch die Differentialquotienten der Entropie ausdrücken lassen, so gilt die Bedingung

$$\frac{\theta}{\vartheta}\frac{dA}{dp} + B\frac{d\theta}{d\vartheta} = 0 \tag{5}$$

oder auch, falls $\varkappa$ eine Konstante bezeichnet,

$$\varkappa\theta = \vartheta\frac{d\theta}{d\vartheta} \tag{6}$$

$$\frac{dA}{dp} + \varkappa B = 0 \tag{7}$$

Aus 6) folgt, daß die Temperaturfunktion θ mit $\vartheta^{\varkappa}$ proportional ist. Man kann daher setzen:

$$C = \varkappa A\vartheta^{\varkappa}; \qquad \beta = -\frac{dA}{dp}\vartheta^{\varkappa} \tag{8}$$

Ausdehnung des Platins.

Beobachter	Temperaturintervall	β beob.	β ber.
Benoit	+ 2 bis + 38	2686	2632
„	+ 38 „ + 74	2714	2694
Holborn u. Day	0 „ + 250	2771	2781
„	+ 250 „ + 500	2967	3041
„	+ 500 „ + 750	3198	3226
„	+ 750 „ + 1000	3435	3372
Scheel	− 191,2 „ + 16	2387	2409
„	+ 16 „ + 56	2685	2663
„	+ 56 „ + 100	2730	2725
Scheel u. Heuse	− 183 „ − 78	2283	2309
„	− 78 „ + 16	2580	2547
„	− 192,5 „ + 16	2396	2407
„	− 188,1 „ + 16	2407	2413

Spezifische Wärme des Platins.

Beobachter	Temperaturintervall	C beob.	C ber.
Bunsen	0 bis + 100	323	322
„	+ 8 „ + 100	327	323
Violle	0 „ + 100	323	322
„	0 „ + 783,5	365	364
„	0 „ + 1000	377	373
„	0 „ + 1177	388	380
Bartoli u. Str.	15 „ 100	322	324
Gaede	17 „ 92	317	323
Behn	− 186 „ − 79	277	277
„	− 79 „ + 18	311	307
„	+ 18 „ + 100	324	324
Tilden	− 182 „ + 15	292	291
„	15 „ 100	315	324
„	15 „ 435	338	347
Jaeger u. Diesselhorst	bei + 18	320	317
„	„ + 100	332	331

Das gewonnene Resultat läßt sich insofern an der Erf
prüfen, als es ein einfaches Gesetz für die Abhängigk
spezifischen Wärme und der Ausdehnung von der Tem
ergibt. Man findet nun leicht mit Hilfe der von Hrn.

benutzten Zahlen, daß das Gesetz annähernd der Erfahrung cht und daß die Konstante $\varkappa$ in der Weise vom Atom- t abzuhängen scheint, daß sie mit steigendem Atomgewicht nt; für Aluminium ist sie etwa doppelt so groß als für

ir eine genauere Untersuchung muß unbedingt auf die hteten Originalwerte zurückgegangen werden. Hier sollen st nur, mit Vorbehalt, einige Zahlen für Platin mitgeteilt ; für die Literatur sei auf die Arbeit des Hrn. GRÜNEISEN en.

den vorstehenden Tabellen ist die Einheit für β gleich 0^3fachen des Volumens bei 0^0, die Einheit für C gleich 0^4fachen der spezifischen Wärme des Wassers bei Zimmer- atur angenommen. Berechnet sind die Werte von C und β

$$\varkappa = 0{,}18; \quad \beta_0 = 2605; \quad C_0 = 313,$$

und C_0 die Werte von β und C beim Eispunkte be- n, der Nullpunkt der absoluten Temperatur ist bei -273 mmen.

e Abweichungen der Beobachtungen von der Formel er- n, wenn man ihre Gesamtheit betrachtet, nicht als syste- n, und auch ihre absolute Größe ist von der Ordnung der chiede, die bei gleichen Temperaturen auftreten[1]). Be- htigt man, daß sich bei den benutzten Beobachtungen die e Temperatur um das 18fache ihres Wertes ändert, so nan wohl die Formeln 8) zunächst für Platin als bestätigt n.

ußer ihrem unmittelbaren Nutzen zur Verbindung und ichung der bei verschiedenen Temperaturen angestellten chtungen können die Formeln 8) dazu dienen, auch an nzen, für die der GRÜNEISENsche Satz aus Mangel an chtungen nicht direkt erwiesen werden kann, seine Folge- zu prüfen. Ferner können mit ihrer Hilfe Größen be- werden, die der direkten Beobachtung schwer zugänglich z. B. die Abhängigkeit der spezifischen Wärme C vom

[1]) Es kann namentlich bei niederen Temperaturen auch die thermische rkung eine Rolle spielen, die wahrscheinlich nicht nur die Ausdeh- ondern auch die spezifische Wärme beeinflußt.

Druck (es wird $\partial C/\partial p = -\varkappa\beta$ eine sehr kleine negative G
oder die Temperaturänderung bei plötzlicher Druckänd
($d_s t/dp = \beta\vartheta/C$).

Die Größe C/β hat die Dimension eines Druckes, sie
mit π bezeichnet werden. Wählt man als Einheit des Dr
die Atmosphäre, bezeichnet mit δ_0 die Dichte des Platins
Eispunkt unter Atmosphärendruck und nimmt diese Dichte
21,4 an, so erhält man aus den oben angegebenen Werten
Druck 1:

$$\pi = \frac{313 \cdot 41{,}34}{\cdot 2605}\, 10^4\, \delta_0 = 4{,}97 \cdot 10^4\, \delta_0 = 1{,}06 \cdot 10^6.$$

Die Abhängigkeit der Größe π vom Druck bleibt unbe
Sieht man aber in erster Näherung π als konstant an und
wickelt nach der für gewöhnliche Drucke sehr kleinen Größ
so kann man setzen:

$$A = a\left(1 - \varkappa \frac{p}{\pi}\right)$$

wo die Konstante a für Platin den Wert

$$a = \frac{12{,}94}{\varkappa\, 273^{\varkappa}}$$

erhält.

Aus den Gleichungen 2) und 8) ergibt sich, abgesehe
einer unwesentlichen additiven Konstante:

$$s = A\vartheta^{\varkappa}$$

und weiter aus 1) und 10):

$$Q = A\,\frac{\vartheta^{\varkappa+1}}{\varkappa+1} + D$$

wo D eine Funktion des Druckes allein ist.

Diese Funktion D läßt sich genähert aus der Kompressib
berechnen. Ist δ die Dichte bei verschwindendem Druck
absoluten Nullpunkt, λ eine Zahl, so kann man genähert se

$$D = -\frac{p}{\delta}\left(1 - \lambda \frac{p}{\pi}\right)$$

Für Platin ergibt sich:

$$\delta = 1{,}006\, \delta_0,$$

während λ so nahe, als es die Genauigkeit der Beobachtu
erlaubt, gleich $\varkappa$ gesetzt werden kann. Es würde dies

essibilität von $0{,}34 \cdot 10^{-6}$ entsprechen, während nach GRÜN- die direkt gefundenen Werte in Atmosphären, abgesehen m Faktor 10^{-6}, gleich 0,57 (BUCHANAN), 0,21 (RICHARDS), RÜNEISEN) sind.

ßt man die zuletzt gefundene Vereinfachung zu[1]), so er- an für Q die verhältnismäßig sehr einfache Form mit vier nten:

$$Q = \left(a \frac{\vartheta^{x+1}}{x+1} - \frac{p}{\delta}\right)\left(1 - \varkappa \frac{p}{\pi}\right).$$

dere Formen der vollständigen Zustandsgleichung, bei s an Stelle von ϑ und v an Stelle von p als Abhängige ementsprechend andere Energieformen an Stelle von Q lassen sich leicht ableiten.

Bemerkungen zu vorstehendem Aufsatz;

von M. Thiesen.

(Eingegangen am 3. Juni 1908.)

e Ausführungen der vorstehenden Abhandlung schlossen g an die Erfahrung an, und die gewonnenen Resultate zunächst nur für Platin gelten. Es sollen einige Be- ngen folgen, die auf einer weniger sicheren Grundlage andererseits nicht an die Gültigkeit des GRÜNEISENschen gebunden sind, aber doch geeignet erscheinen, dessen ung ins rechte Licht zu rücken. Die Bedeutung des wird eine verschiedene sein, wenn man annimmt, daß die dsgleichung für einen festen, kristallinischen Körper außer nenhang steht mit der Zustandsgleichung derselben Sub- im flüssigen oder einem anderen kristallinischen Zustand, enn man dieselbe Zustandsgleichung für alle Zustände der nz gelten läßt. Im ersten Falle steht nichts der Annahme en, daß der Satz GRÜNEISENS mit seinen Folgerungen für e Zustände streng gültig ist; im zweiten Falle kann der

[1]) Diese Vereinfachung scheint keinenfalls für Metalle mit kleinem wicht zulässig zu sein; man muß daher im allgemeinen noch die nte λ beibehalten.

Satz nur eine genäherte Gültigkeit für einen bestimmte
der Kurve beanspruchen, aber man darf dafür erwarten,
seiner Hilfe gewonnenen Resultate für den ganzen Verl
Zustandsgleichung verwerten zu können.

Die erste der beiden Annahmen dürfte wohl jetzt d
schende sein, nachdem sich G. TAMMANN sehr entschiede
ausgesprochen und den von W. OSTWALD in zu treue
ahmung von J. THOMSON gemachten Versuch, den Zusamm
zwischen dem festen und flüssigen Zustande herzustellen,
legt hat [1]).

Ich bin indessen zu der Ansicht gekommen, daß
zweite Annahme ohne jeden inneren Widerspruch aufre
halten läßt und daß sie daher auch nach den Prinzipi
gesunden Forschung festgehalten werden muß, da nur d
ein Zusammenhang gegeben wird, der fehlt, wenn n
Schmelz- und anderen Umwandlungskurven als das
ansieht. Zwischen dem flüssigen Zustand, dem auch de
und amorphe zuzurechnen ist, und den kristallinischen Zu
eines Stoffes besteht allerdings ein fundamentaler, sc
Anfang dieser Arbeit angedeuteter Unterschied insofern,
Charakterisierung des thermodynamischen Verhaltens der
vier Unabhängige eingeführt werden müßten, etwa im Si
Raumgittertheorie die Abstände der Molekel in drei Ric
an Stelle der Dichte.

Für Flüssigkeiten kann man, wie ich schon vor länge
annahm [2]), die Funktionen von Temperatur und Dichte
deutig ansehen, es ist unmöglich, daß eine Flüssigkeit bei
Dichte und gleicher Temperatur in zwei Zuständen existie
wird auch für Kristalle gelten, wenn wir sie durch die vi
meter definieren; es gilt aber nicht mehr bei der Beschr
auf zwei Parameter, da dann nicht mehr die wahren
sondern nur ihre Projektionen erscheinen.

Verbindet man gleiche Werte einer Funktion von v
so wird dies, wie wir annehmen, durch einen zusammenhä
Kurvenzug möglich sein; im Gebiete der kristallinischen Z

[1]) G. TAMMANN, Kristallisieren und Schmelzen. Leipzig 1903.
[2]) M. THIESEN, Wied. Ann. 24, 477, 1885.

kann dieser aber Schlingen mit Durchkreuzungen aufweisen, die unmöglich sind, wenn man die Kurve nur für den flüssigen Zustand auszieht.

Berücksichtigt man diesen Umstand und das Gesetz, das die Lage der Umwandlungspunkte bestimmt, so wird es meist nicht schwierig sein, genähert den Verlauf der Kurve zu finden, der zwei beobachtete Zustände miteinander verbindet[1]). Von dem hier kurz angedeuteten Standpunkte aus erscheint es am wahrscheinlichsten, daß die aus dem Satze GRÜNEISENS gefolgerten Gleichungen 8) den Charakter eines Grenzgesetzes haben, das für das eine Ende der Zustandsgleichung, den Zweig, der den bei sehr tiefen Temperaturen stabilsten Zustand darstellt, gilt, ebenso wie die Gasgesetze für das andere Ende gelten. Gibt es Substanzen, die nicht kristallisiert auftreten können, so würden sie bei Erniedrigung der Temperatur nur einmal eine Zustandsänderung erleiden und dann stetig sich dem durch die Gleichungen 8) gegebenen Gesetze nähern. Im allgemeinen wird aber eine Zustandskurve zunächst mehr oder weniger zahlreiche Windungen machen, die bei der tatsächlichen Zustandsänderung durch diskontinuierliche Änderungen teilweise ausgeschaltet werden, bis der letzte Zweig in der Weise im absoluten Nullpunkte endet, wie es die Gleichungen 8) vorschreiben. Ob diese Ansicht aber zutrifft, wird sich erst auf Grund eines Beobachtungsmaterials ermitteln lassen, das zum größten Teile noch fehlt.

[1]) In dem von TAMMANN a. a. O., S. 9, gegebenen Diagramm muß die Verbindung zwischen dem amorphen und kristallinischen Zustande hinter dem Schnittpunkte bei sehr großem p stattfinden; der kristallinische Zustand ist nach negativen p hin zu verlängern. Überdies muß hier die Lage der punktierten Linie für den flüssigen Zustand geändert werden, da sie von einer Parallele zur Abszissenachse nur einmal geschnitten werden darf. Um die Lage des Schmelzpunktes wahrscheinlich zu machen, wäre vielleicht die Kurve „kristallisiert" etwas zu heben.

Bemerkungen zu der Erwiderung der Her F. Kühnen und Ph. Furtwängler[1]) *auf m Vortrag vom 7. Februar 1908;*

von Wilh. Felgentraeger.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 394.)

Zu den obigen Ausführungen der Herren KÜHNEN un WÄNGLER habe ich folgendes zu bemerken:

Ich habe mit dem Hinweis auf das unterlassene Zita Vorwurf[2]) beabsichtigt, da es sich dabei um eine für di der Herren ganz nebensächliche Frage handelte, sondern Warnung, die Gründe für die zweifellos bestehende Abw der Angaben von Reversionspendeln an der falschen S suchen. Wenn ich die Herren insofern mißverstanden h sie andere als die von mir untersuchten Verhältnisse i hatten, so liegt der Grund darin, daß der Ausdruck „Pe kleinem Schwerpunktsabstand" nichts über die andere für ei charakteristische Größe — Trägheitsmoment — aussagt annahm, dieses solle bei den in Rede stehenden Pendeln selben Größenordnung sein wie bei geodätischen Sekunden

Zu der Kritik über meine frühere Arbeit[3]) und den kann ich nur wenig sagen, da die Ausdrücke der Herr unbestimmt sind. Ich erwähne daher nur:

1. Es handelt sich nicht um Versuche mit der Wag dern mit einem sehr starren Pendel. Bei der Wage die Vorgänge an den Endschneiden eine große Rolle.

2. Die „im wesentlichen willkürliche Annahme" in Arbeit[4]) bestand darin, daß ich die störenden Kräfte als

---

[1]) Diese Verh. 10, 389—390, 1908.

[2]) Natürlich war mir auch das Referat des Herrn FURTWÄ der Enzykl. d. math. Wiss. wohl bekannt.

[3]) W. FELGENTRAEGER, Über den Einfluß der Schneide auf die gungsdauer des Pendels und der Wage. Wiss. Abh. d. Kaiserl.-Nor Komm., Heft 4, S. 155, 1902.

[4]) Dieselbe Annahme macht unter anderem Herr F. R. HELM träge zur Theorie des Reversionspendels, S. 78.

Potenzreihe der Größen φ und φ' (des „Pendelausschlages“ und seiner Derivierten) entwickelt annahm. Man weiß, daß diese Annahme nicht einmal wesentlich ist, insofern man auch Größen, die zwar ihrem Betrage nach analytisch definiert sind, deren Vorzeichen aber es nicht ist — z. B. einen dem Quadrate von φ' proportionalen Widerstand — leicht berücksichtigen kann. Es lag damals dazu kein Grund vor.

Im übrigen bedaure ich, daß Herr FURTWÄNGLER mit meinen „theoretischen Entwickelungen“ nicht einverstanden ist, kann aber darüber natürlich nichts sagen, solange ich die Ausstellungen nicht kenne. Meine Versuche sind jedenfalls unanfechtbar, sie können auch qualitativ von jedem leicht nachgeprüft werden. Der Ausdruck „Vorversuche“ in meiner Arbeit bezog sich, wie wohl aus dem anderen Text klar hervorgeht, auf die hier nicht zu diskutierenden Versuche mit der Wage. Warum ich diese nicht weiter verfolgt habe, habe ich an anderem Orte[1]) ausgeführt.

Endlich darf ich darauf hinweisen, daß Untersuchungen über den Anteil des Krümmungsradius der Schneide, Material, Oberflächenbeschaffenheit usw. zur Klärung der hier in Rede stehenden Frage nichts beitragen können. Daß ich sonst diese wichtigen Umstände nicht berührt hätte, ist ein Irrtum[2]) der Herren KÜHNEN und FURTWÄNGLER.

Will man die Untersuchungen über den Einfluß von Schneide und Pfanne noch vervollständigen, so wird es von Interesse sein, diejenigen Größen zu betrachten, über die „meine Versuche keinen direkten[3]) Aufschluß“ geben. Das sind Größen, die dem seitlichen Zug an der Schneide proportional sein werden und die man daher allerdings nur durch Beobachtungen mehrerer Pendel von größerem Schwerpunktsabstand und durch Variation des Produktes Schwere $\times$ Schwerpunktsabstand bestimmen kann. Solange diese vorläufig noch recht hypothetischen Größen nicht experimentell nachgewiesen sind, kann man über sie nichts sagen.

[1]) W. FELGENTRAEGER, Theorie, Konstruktion und Gebrauch der feineren Hebelwage, S. 35, 1907.

[2]) W. FELGENTRAEGER, Über den Einfluß usw., S. 178. Auch habe ich zwei Schneiden aus verschiedenem Material untersucht.

[3]) W. FELGENTRAEGER, Diese Verh., S. 90.

Nachtrag zu unserer Arbeit: Über den Einfluſs des Ozons auf die Konde von Wasserdampf[1]*);*

von G. Leithäuser und R. Pohl.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 394.)

Zu unserer Arbeit, in der wir jüngst die Nebelbildu Ozon behandelten, haben wir nachzutragen, daß Herr bereits vor uns in seiner Dissertation ausgesprochen h aktive Agens könnte irgend ein Stickoxyd sein", und Bestätigung dieser Vermutung durch Versuche des Herrn im Marburger Institut in dem in den Annalen veröffe Auszuge der BARKOWschen Dissertation angekündigt Versuche des Herrn PRINGAL sind erst jüngst in der Dis veröffentlicht und daher konnten wir dieselben in uns läufigen Mitteilung noch nicht näher berücksichtigen.

[1]) Diese Verh. 10, 249—255, 1908.

lag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

ysikalisches Spielbuch
für die Jugend.

gleich eine leichtfaßliche Anleitung zu selbständigem
Experimentieren und fröhlichem Nachdenken
von
Dr. B. Donath.

Zweite vermehrte und verbesserte Auflage.
Mit 166 eingedruckten Abbildungen.
Preis geheftet 5 Mark, gebunden 6 Mark.

verhältnismäßig kurzer Zeit ist eine neue Auflage des Physikalischen Spielbuches" notwendig geworden. Der Ge- nach Pestalozzischer Art auch auf dem Gebiete exakter nschaft spielend zu belehren und zum fröhlichen Nachdenken erständnisvollen Betrachten der Naturerscheinungen anzu- hat sich als überaus glücklich erwiesen und ist von allen mit Freude begrüßt worden. Die neue Auflage hat, trotz weitgehenden Durcharbeitung und Erweiterung des Stoffes, sem Prinzip nichts geändert. An der Hand sehr einfacher nterhaltender Versuche wird der junge Leser in die Grund- der Physik eingeführt und über den Zusammenhang der einungsformen belehrt. Auch werden die dem jungen Gehirn ungsgemäß entgegentretenden Schwierigkeiten keineswegs ngen, sondern vielmehr aufgesucht und soweit als möglich gt. Als Vorbereitung für den ernsteren Schulunterricht ist ebenswürdig plaudernde, in seinem Kern aber durchaus nschaftliche Buch daher ganz besonders zu empfehlen. Hin- ch des Alters sowie des Bildungsganges werden dem jungen keine Beschränkungen auferlegt; auch der Erwachsene das „Physikalische Spielbuch" in seinen Mußestunden gern l zur Hand nehmen. Das stattliche Werkchen ist in über- ediegener Weise ausgestattet und als Geschenkbuch für die che Jugend, sowie für alle Bibliotheken, ganz hervorragend net.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte

vom 20. bis 26. September 1908.

Der unterzeichnete Vorstand der Abteilung für

:: **Physik**

einschl. Instrumentenkunde und wissenschaftl. Phot

gibt sich die Ehre, zu der in der Zeit vom 20. bis 26. Septemb
Cöln stattfindenden 80. Versammlung Deutscher Naturfor
Ärzte ergebenst einzuladen.

Da den späteren Mitteilungen über die Versammlung, die i
Versendung gelangen, bereits ein vorläufiges Programm der Ver
beigefügt werden soll, so bitten wir, Vorträge und Demonstra
namentlich solche, die hier größere Vorbereitungen erfordern -
1. Juli bei dem mitunterzeichneten Einführenden

Professor Dr. **W. Bermbach, Cöln,** Neußer Straß

anmelden zu wollen. Vorträge, die erst später, insbesondere ers
oder während der Versammlung angemeldet werden, können nur
auf die Tagesordnung kommen, wenn dafür nach Erledigung de
Anmeldungen Zeit bleibt; eine Gewähr hierfür kann daher
nommen werden.

Die allgemeine Gruppierung der Verhandlungen soll so statt
Zusammengehöriges tunlichst in derselben Sitzung zur Besprechu
im übrigen ist für die Reihenfolge der Vorträge die Zeit ihrer
maßgebend.

Ganz besonders dankbar wären wir für Vorträge über Ge
welche sich zur Besprechung in kombinierten Sitzungen
mehrerer verwandter Abteilungen eignen, da es dem universellen
der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, in welcher im
zu den zahlreichen, alljährlich stattfindenden Spezialkongressen
Zweige der Naturwissenschaften und Medizin vertreten sind, entsp
gerade solche, mehrere Abteilungen interessierende Fragen zur Ve
gelangen.

Die Einführenden:

Professor Dr. **Bermbach.**
Professor Dr. **Kayser,** Bonn.

Die Schriftführe

Dr. **Druxes.**
Privatdozent Dr. **Eversheim**
Professor Dr. **P. Plessner.**
M. Roeckerath.

☛ Diesem Hefte ist beigegeben: Ein Prospekt der Verlags
lung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. ***L. Pf***
„Physikalische Wandtafeln". 12 Tafeln im Format von 100:
Mappe, Preis 12 Mark.

Berichte

der

tschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellsch

Bericht über die Sitzung vom 19. Juni 1908. . . . . .

O. v. Baeyer und E. Gehrcke, Über den Zeemaneffekt in schwa Magnetfeldern. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Rei anstalt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Juni 1908) . . .

H. du Bois und G. J. Elias, Der Einfluß von Temperatur und Mag sierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren. (getragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.) . . . . . .

F. Schön, Erwiderung auf Herrn Erfles Abhandlung „Zur anom Dispersion der Metalldämpfe. (Vorgelegt in der Sitzung vom 19. 1908.) . . . . . .

Ernst Hochheim, Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Hel Vorläufige Mitteilung. (Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Juni eingegangen am 4. Juni 1908.) . . . . . .

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte d Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 213. — II. Akustik. S. 215. — III. Phy Chemie. S. 216. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 218. — des gesamten Spektrums. S. 221. — VI. Wärme. S. 222. — VII. Physik. S. 224.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunsc

Abhandlungen

aus den Gebieten der

Mathematik, Physik, Che

und beschreibenden Naturwissenschaften.

Festschrift zur Feier des siebzigsten Geburtstages

Richard Dedekind.

Mit Beiträgen von

H. Beckurts, R. Blasius, W. Blasius, G. Bodländer, G. Fr R. Fricke, R. Meyer, R. Müller, H. Weber, A. Wernic

Mit Textabbild. und 1 Tafel. gr. 8. geh. Preis 6 ℳ

Lehrbuch der Physik

von **Andrew Gray,**

Professor der Physik an der Universität Glasg

Autorisierte deutsche Ausgabe von

Dr. Felix Auerbach,

Professor an der Universität Jena.

Erster Band. **Allgemeine und spezielle Mechanik.** Mit gedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 20 ℳ, geb. 21 ℳ

Verhandlungen

der

sschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

hrg. 30. Juni 1908. Nr. 12.

Sitzung vom 19. Juni 1908.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Der Vorsitzende gedenkt in warmen Worten des am Juni infolge eines Unglücksfalles beim Segeln verbenen Vorstandsmitgliedes der Gesellschaft,

Dr. Erich Ladenburg,

essen Ehren sich die Anwesenden von den Sitzen erhn.

dann spricht Hr. **Br. Glatzel** über:

erhalten der Quecksilberfunkenstrecke bei verschiedenen Entladespannungen und Koppelungen.

rner legt Hr. **E. Regener** im Anschluß an seinen Vortrag ger Sitzung eine Mitteilung des Bibliothekars bei der Kgl. hek in Berlin, Hrn. E. Jacobs, betitelt:

s Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe

Weiter trägt Hr. **E. Gehrcke:**

Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfe
nach gemeinsam mit Hrn. **O. v. Baeyer** angestellten Versu

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende zur Veröffe
in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft eingegange
teilungen vor:

1. von Hrn. **M. Thiesen:** Die Zustandsgleichung
   talle (schon im vorigen Hefte, S. 410—417, abg
2. von Hrn. **Ernst Hochheim** (Marburg): Bestimm
   Dielektrizitätskonstante von Helium;
3. von Hrn. **F. Schön** (Arnstadt): Erwiderung a
   Erfles Abhandlung: „Zur anomalen Di
   der Metalldämpfe“;
4. von Hrn. **Kurt Herrmann** (Halle): Nachtrag
   Arbeit über die Brechung und Dispers
   Heliums.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenomme

Hr. Dipl.-Ing. Kurt Eisenmann, Berlin N. 4, Chausseest
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Westphal.)

---

r den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern;

von O. v. Baeyer und E. Gehrcke.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)

(Vgl. oben S. 422.)

Der Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern bis herab zu Gauss ist zuerst von den Verfassern [1]) zum Gegenstand einer zwei Jahren veröffentlichten Untersuchung gemacht worden, he sich auf einige hervorragend schmale und daher für den egenden Zweck geeignet erscheinende Quecksilberlinien, ins- ndere auf einzelne Trabanten erstreckte. In einer neueren ffentlichung hat der eine von uns [2]) genauere Messungsergeb- an der Hg-Linie 491 $\mu\mu$ mitgeteilt. Das Resultat aller r Beobachtungen ist, daß auch bei den angewandten kleinen en der magnetischen Feldstärke jede Linie einen individuellen von ε/μ besitzt, der sich oft von dem für Kathodenstrahlen gen beträchtlich unterscheidet, und ferner, daß die Aufspaltung Linien durch das magnetische Feld merklich symmetrisch gt.

Nun hat durch neuere Abhandlungen von ZEEMAN [3]) das Ver- n der gelben Hg-Linie 579 $\mu\mu$ im Magnetfelde besonderes esse erhalten. ZEEMAN gibt nämlich an, daß diese Linie uerst von VOIGT [4]) theoretisch vorausgesagte, auch aus der NTZschen Theorie ableitbare Asymmetrie der äußeren Kom- nten des normalen Triplets aufweist. Wir hatten seinerzeit len von uns untersuchten Linien keine solche Asymmetrie tellen können; auch die gelbe Linie 579 $\mu\mu$, welche wir, aller- s nur subjektiv, untersucht hatten und an der wir Messungen

---

[1]) E. GEHRCKE und O. v. BAEYER, Verh. D. Phys. Ges. 8, 399—404, Phys. ZS. 7, 905, 1906.

[2]) O. v. BAEYER, Verh. D. Phys. Ges. 10, 357—365, 1908.

[3]) P. ZEEMAN, Kon. Akademie van Wetenschapen te Amsterdam, De- er 24, 1907, 351—358; März 27, 1908, 566—574.

[4]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) 1, 376, 1900.

*

nicht angestellt hatten, war uns früher in keiner Weise
Asymmetrie in schwachen Feldern, wo doch gerade nac
Theorie am ehesten ein Effekt merkbar werden sollte, aufg
Es erschien uns deshalb wünschenswert, nunmehr das Ve
dieser Linie genauer zu untersuchen.

Inzwischen ist die von ZEEMAN beobachtete Asymmet
gelben Linie 579 $\mu\mu$ von Herrn GMELIN [1]) eingehend studie
auf andere Weise erklärt worden, als dies von ZEEMA
VOIGT [2]) geschehen ist. GMELIN fand, daß die Asymmetri
den äußeren Komponenten des Triplets zukommende ist,
vielmehr durch Verschiebung der mittleren Komponente z
kommt. Ferner hängt die Asymmetrie nach einem anderen
von der Feldstärke ab, als dies nach der ursprünglichen Auf
der Erscheinung der Fall sein sollte, und schließlich nim
Asymmetrie nach GMELIN erst in stärkeren Feldern von 750
und mehr merkliche Größen an. Hiernach ist die bisher
achtete Asymmetrie der gelben Linie 579 $\mu\mu$ ein neues Phä
und hat mit der von VOIGT angekündigten Asymmetrie
zu tun [3]).

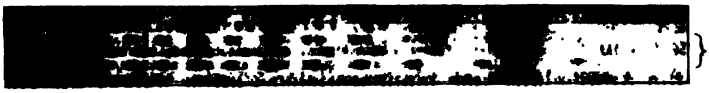
Wir teilen im folgenden einige Messungen an der Li
und gleichzeitig noch an der Linie 577 $\mu\mu$ mit, aus den
Werte von ε/μ in kleinen Feldern ergeben und die die A
von GMELIN in gewisser Weise ergänzen.

Aus folgender Fig. 1 ist das Verhalten der gelben Hg
in einem Felde von 1120 Gauss zu ersehen. Die Photo
wurde in der gleichen Weise wie diejenigen der Fig. 1 b
der Mitteilung des einen von uns erhalten; als Lichtquelle
wieder eine kleine GEISSLERsche Röhre, die etwas Quec
enthielt. Zur Erzeugung des Magnetfeldes stand ein
DU BOISscher Elektromagnet von HARTMANN u. BRAUN zu
fügung. Die Feldstärke wurde wie bei früherer Gele
gemessen [4]). Als Interferenzplatte diente die früher b

[1]) P. GMELIN, Phys. ZS. 9, 212—214, 1908.
[2]) W. VOIGT, Phys. ZS. 9, 120—124, 1908.
[3]) In einer neueren Mitteilung weist Herr VOIGT darauf hin,
GMELINsche Asymmetrie anders zu erklären ist. Vgl. W. VOIGT, Phy
353, 1908.
[4]) E. GEHRCKE und O. v. BAEYER, l. c.; O. v. BAEYER, l. c.

Hilgersche Platte von 30 cm Länge und etwa 1 cm Dicke. Der Spalt des Kollimators war bei der Beobachtung der beiden nahe beieinander liegenden gelben Linien im Vergleich zu der früher angewandten Breite desselben beträchtlich verengt.

Fig. 1.



$H = 1120$ Gauss.

(Oben die äußeren, unten die inneren Komponenten des Triplets.)

Die Ausmessung der Fig. 1 ergab für die verschiedenen Ordnungen der Interferenzen die folgenden Werte der Verschiebungen $\delta\lambda$ der äußeren Komponenten gegen die mittlere Komponente des Triplets, gemessen in Abständen der verschiedenen Ordnungen der Interferenzen als Einheit.

Tabelle I (1120 Gauss).

	$\lambda = 577\ \mu\mu$			$\lambda = 579\ \mu\mu$		
	$+\ \delta\lambda$	$-\ \delta\lambda$	$\delta\lambda$ (Mittel)	$+\ \delta\lambda$	$-\ \delta\lambda$	$\delta\lambda$ (Mittel)
Interferenzen eng	0,170	0,135	0,152	0,130	0,160	0,145
	0,170	0,140	0,155	0,128	0,160	0,144
	0,175	0,125	0,150	0,138	0,150	0,144
Interferenzen weit	—	—	—	0,133	0,140	0,135
	Gesamtmittel . .		0,152	Gesamtmittel . .		0,142

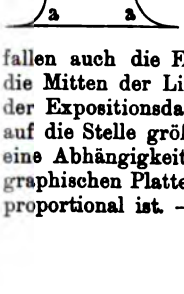
Wie man aus Tabelle I ersieht, scheinen sich hier in der Tat unsymmetrische Aufspaltungen zu ergeben und zwar für die beiden Linien in entgegengesetztem Sinne. Diese Asymmetrien, welche bedeutend kleiner sind als die von Zeeman gemessenen, dürfen indes keinesfalls als reell angesehen werden. Die Hauptlinien (mittleren Komponenten des Triplets) sind, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, ziemlich unscharf, teils infolge von Verbreiterung, teils wegen der Nähe von Trabanten, und dadurch wird eine scharfe Einstellung auf den Schwerpunkt der Hauptlinien er-

schwert. Ferner ist zu bedenken, daß jede noch so klein symmetrie in der Intensitätsverteilung der Interferenzen, durch geringe Fehler des Apparates auch an einer an und f symmetrischen Spektrallinie hervorgebracht wird, Verschie des Schwerpunktes der Linie erzeugen muß, die von der sitionszeit abhängen [1]). Hieraus erklärt sich der Gang aus verschiedenen aufeinander folgenden Ordnungen gefu Werten von $\delta\lambda$ in obiger Tabelle I. Andererseits erhellt daß die Anwendung der planparallelen Platte, welche gleic eine ganze Reihe von Spektren verschiedener Ordnungen nehmen erlaubt, derartige, aus geringen Unsymmetrie Intensitätsverteilung sich ergebende Messungsfehler, wie allen nicht absolut vollkommenen Spektralapparaten vorko zu erkennen gestattet. Beim Gitter und Stufengitter, w gewöhnlich nur ein einziges Bild einer Linie in einer e Ordnung photographiert, ist die Ausmessung des Schwerp dieser Linie mit starker Vergrößerung und aller erden Genauigkeit nur dann von Wert, wenn man sicher ist, d Bild der Linie keine von der Intensität (oder, was auf d hinauskommt, von der Expositionsdauer) abhängige Unsym der Intensitätsverteilung besitzt.

---

[1]) Man kann sich diese Tatsache folgendermaßen verdeutlich bedeute die Kurve aa in nebenstehender Fig. 2 die nicht ganz symm Intensitätsverteitung einer Linie, wie sie in einem gegebenen Appa

Fig. 2.



steht und wie man sie sich etwa durch objektiv metrieren oder Photometrieren der (genügend vergr Erscheinung erhalten denken kann. Exponiert n kurze Zeit, so machen sich auf der photograp Platte nur die Teile der Kurve aa oberhalb der Li d. h. die schraffierten Teile, durch Schwärzung Exponiert man indessen längere Zeit, so trag etwa oberhalb der Linie $A'B'$ liegenden Teile de aa zur Schwärzung bei. Sonach entstehen in Fällen zwei verschieden dicke Linien, deren Mitt man sieht, nicht zusammenfallen. Aus diesem fallen auch die Einstellungen eines Fadenkreuzes auf die Linie, d die Mitten der Linie, nicht zusammen, vielmehr hängt die Einstellu der Expositionsdauer ab. Anstatt auf die Mitte der Linie könnte m auf die Stelle größter Intensität einstellen; aber auch dieses Verfahre eine Abhängigkeit von der Expositionszeit, da die Schwärzung einer graphischen Platte keineswegs immer der Intensität des auffallenden proportional ist. — Vgl. O. v. Baeyer, l. c., Seite 364.

Wir haben ferner die Aufspaltungen der beiden gelben Linien in stärkeren Feldern als oben nach der Methode der Koinzidenzen untersucht. Hierbei wurde auf eine Photographie der Erscheinung verzichtet und lediglich durch Regulieren des Magnetisierungsstromes im Elektromagneten eine subjektive Einstellung auf die ersten 3 Koinzidenzen der beiden äußeren Komponenten jeder Linie bewirkt; die zugehörigen Feldstärken wurden sodann wie früher gemessen.

Das Ergebnis ist in folgender Tabelle II enthalten.

Tabelle II.

	$\lambda = 577\,\mu\mu$.				
Gauss	3650	4080	7860	7815	11970
Koinzidenzen	I	I	II	II	III
	$\lambda = 579\,\mu\mu$.				
Gauss	4510	4350	8430	8730	13470
Koinzidenzen	I	I	II	II	III

Bei der II. Koinzidenz, wo die koinzidierenden äußeren Komponenten in die Verlängerung der von der mittleren Komponente gebildeten Interferenzstreifen fallen, war noch keine deutliche Asymmetrie erkennbar; die 3. Koinzidenz, bei welcher die Interferenzen der mittleren Komponente zwischen die koinzidierenden äußeren Komponenten fallen, wurde nicht näher untersucht, da wegen Erwärmung des Elektromagneten die Feldstärke sich nur schwer dauernd konstant halten ließ.

Aus den Tabellen I und II berechnen sich folgende Werte von $\varepsilon/\mu \cdot 10^{-7}$:

	1120 Gauss	I. Koinzidenz		II. Koinzidenz		III. Koinzidenz
$\lambda = 577\,\mu\mu$	2,17	2,18	1,95	2,02	2,03	1,99
$\lambda = 579\,\mu\mu$	2,02	1,76	1,83	1,89	1,82	1,77

Unter diesen Werten möchten wir den im Felde von 1120 Gauss erhaltenen die meiste Genauigkeit beilegen.

Aus der Arbeit ZEEMANS [1]) kann man die in stärkeren Feldern als gültig angenommenen, bisher an den gelben Linien noch

[1]) P. ZEEMAN, Akad. Wet. Amsterdam, 354, 1907.

nicht direkt gemessenen Werte von $\varepsilon/\mu . 10^{-7}$ entnehmen sind (unter Vernachlässigung der nach GMELIN hier außer zu lassenden Unsymmetrie):

2,06 für $\lambda = 577\,\mu\mu$ und 1,90 (im Mittel) für $\lambda = 5$

Unsere obigen Messungen beziehen sich auf so geringe drucke des Quecksilberdampfes in der GEISSLERschen Rö die gelben Hauptlinien noch verhältnismäßig scharf war der Theorie folgt nun, daß die Asymmetrie mit der Z leuchtenden Teilchen, d. h. mit der Dampfdichte wäch haben deshalb durch Erhitzen der GEISSLERschen Röh Dampfdruck soweit erhöht, daß die gelben Linien sich gefähr zur Hälfte des Abstandes zweier Interferenzmaxi mehr als die in Fig. 1 photographierte Aufspaltung der Komponenten des Triplets beträgt) verbreiterten. Für urteilung einer etwaigen Asymmetrie ist die 2. Koinzi der beiden äußeren Komponenten des Triplets am geeig da die Interferenzen der koinzidierenden Linien mit de mittleren Komponente des Triplets in gleiche Richtung Auch unter diesen Versuchsbedingungen war indes Asymmetrie festzustellen.

Zusammenfassend wird man also schließen, daß beid Linien in Feldern von 1120 Gauss und darüber bishe Asymmetrie der äußeren Komponenten des Triplets gezeig und daß eine Asymmetrie, wenn vorhanden, mit den Spektralapparaten hoher Auflösungskraft schwer nachz sein dürfte, weil sie vermutlich geringer ist als die Br Linien selbst.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsans
Mai 1908.

Einfluſs von Temperatur und Magnetisierung elektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren;

von H. du Bois und G. J. Elias[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Mai 1908.)

(Vgl. oben S. 355.)

Die ausgezeichneten paramagnetischen Eigenschaften der ndungen sog. seltener Erdmetalle wurden im Jahre 1899 stellt[2]) und alsbald auch betont, daß die magnetooptischen schaften neue besonders charakteristische Merkmale zeigen n, wegen der zugleich auftretenden hervorragend selektiven ption. Betrachtet man diesen Zusammenhang allgemeiner, zu bemerken, daß im natürlichen System der Elemente, steigenden Atomgewichten geordnet, sieben Reihen aufeinfolgender paramagnetischer Elemente auftreten, welche sie umfassen[3]); die Reihen gerader Ordnungszahl sind dabei er ausgesprochen paramagnetisch als die ungeraden:

1. Sauerstoff.
3. Metalle der Eisengruppe.
5. Seltene Erdmetalle.
7. Urangruppe.

Nun gehören die ausgezeichnet selektiv absorbierenden anischen Verbindungen ganz offenbar zu diesen paramagnen Reihen; diese Beziehung ist so auffallend, daß sie kaum zufällige sein kann.

Aus dem überreichen Material mußte eine beschränkte Ausgetroffen werden. Wir untersuchten z. B. einige — als verfe feste Lösungen zu betrachtende — farbige Edelsteine; kristallisierte Körper, einige kristallinische Präparate; aber

---

[1]) Nach Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam 16, 635, 749, 878, 1908. —Apr.) Eine ausführliche Mitteilung soll in den Annalen erscheinen.
[2]) H. du Bois und O. Liebknecht, Diese Verh. 1, 170, 236, 1899.
[3]) H. du Bois, Rapp. Congr. de Phys. 2, 499. Paris 1900.

auch amorphe Schmelzprodukte und glasige, feste Lösun amorphem Substrat. Mit dem verfügbaren kryomagne Apparat konnten wir die Substanzen in flüssiger Luft einen siven Längs- oder Querfelde von etwa 40 Kilogauss aussetz für eine genügende Trennung bei den vielfach sehr kompl Zeeman-Effekten unbedingt erforderlich ist und viel wese erscheint als eine große Dispersion. Demgemäß arbeite meistens im Spektrum erster Ordnung des ROWLANDschen des hiesigen Universitätsinstituts.

Allgemeine Ergebnisse. Was zunächst den Einf Temperatur an und für sich anbelangt, so äußert sich d der allerverschiedensten Weise. Sowohl qualitativ wie qua ist er für verschiedene Substanzen, ja für verschiedene tionsgebiete bzw. Banden derselben Substanz ganz we verschieden. Es lassen sich einige Haupttypen für den einer Abkühlung aufstellen:

α) Verschärfung.	α') Verwässerung.
β) Verstärkung.	β') Schwächung.
γ) Entstehung.	γ') Auflösung.
δ) Verengerung.	δ') Verbreiterung.

ε) Verschiebung (überwiegend nach Violett).

Typus δ kommt am häufigsten vor; überhaupt bea man α, β, γ, δ, häufiger, als die ihnen entgegengesetzt z neten Typen α', β', γ', δ'. Angesichts dieser Mannigfa kann von der Allgemeingültigkeit eines einfachen Gesetze die Rede sein, wie es Herr JEAN BECQUEREL[1]) aufgestellt

Eine noch größere Verschiedenheit bietet der Einf Magnetisierung auf die Banden; auch hier unterscheid zunächst ziemlich willkürlich 16 Haupttypen:

a) Verwässerung.	a') Verschärfung.
b) Schwächung.	b') Verstärkung.
c) Auflösung.	c') Entstehung.
d) Verbreiterung.	d') Verengerung.
e) Aufhellung in der Mitte.	e') Bildung eines dunkeln

f) Verschiebung (überwiegend nach Violett).
g) Abstoßung von Komponenten.
h) Duplett; meist unsymmetrisch, zuweilen symmetrisch.

[1]) J. BECQUEREL, Phys. ZS. 8, 942, 1907.

i) Triplett; meist unsymmetrisch, selten ganz symmetrisch.
k) Quadruplett; meist unsymmetrisch.
l) Sextuplett; in einem Falle beobachtet.

Hierbei kommen a, b, c, d, e häufiger vor als die ihnen gegengesetzt zugeordneten Typen a′, b′, c′, d′, e′. Außerdem achtet man verschiedene Nebentypen sowie allerlei Kombinan der Haupttypen und bei komplizierteren Spektralbezirken chwer entwirrbare Zufallstypen.

Während bei amorphen Körpern nur zwischen Längs- und magnetisierung zu unterscheiden ist, mehrt sich bei Kristallen Anzahl der verschiedenen Konfigurationen ganz erheblich, zwar in folgender Weise:

	Regulär	Einachsig	Zweiachsig
magnetisierung	1	2	4
nagnetisierung	1	3	6
anzen	2	5	10

Dabei ist dann noch die Lage der Polarisationsebene zu cksichtigen, wodurch sich die Anzahl der Fälle wiederum fast ppelt. Aus alledem erhellt, wie weit sich die Vielgestaltig- auf dem vorliegenden Erscheinungsgebiet entfernt von der rünglichen idealen Einfachheit des „normalen“ Zeeman-ts, von dem ja bekanntlich schon die amorphen Dämpfe in dlichkeit ganz erheblich abweichen.

Spezielle Ergebnisse. Unter diesen Umständen war an erschöpfende Durchmusterung nicht zu denken; von der erhin noch großen Anzahl der untersuchten Sonderfälle kann nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

Erste paramagnetische Reihe; in Betracht kommt flüssiger erstoff, dessen Banden aber doch noch zu breit und verchen sind, um einen Zeeman-Effekt konstatieren zu können.

Dritte paramagnetische Reihe (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu); spielen die Chromverbindungen die Hauptrolle. Untersucht de Chromkaliumalaun, Chromkaliumoxalat und Malonat, mborax, Smaragd, Rubin. Die drei ersteren ergaben bei 90° Verbreiterungen der Banden im Felde. Der Rubin zeigt

unter anderem Doppelbanden im Blau und Rot; beson
letzteren weisen eine Fülle von eigenartigen Erscheinun
Bei — 190° zeigen sie in starken Längs- und Querfe
nach der Orientierung Triplette oder Quadruplette. I
spaltung war proportional der Feldintensität, zum mind
erster Annäherung. In einem Falle wurde der Rubin
erhitzt; in dem so realisierten Bereich von 500° sch
Zeeman-Effekt mit steigender Temperatur abzunehmen.
MIETHE[1]) neuerdings zeigte, erscheint im Fluoreszenzspek
genau der gleichen Stelle ein intensives rotes Bandenp
Erreger wirken Kathodenstrahlen oder ultraviolettes Licht
380 und 390 $\mu\mu$. Wir haben die Fluoreszenzbanden be
und Quermagnetisierung untersucht und gefunden, daß
in jeder Beziehung wie die Absorptionsbanden verhalt
besondere auch deren magnetische Aufspaltung in allen
heiten mitmachen; nur erscheint eine Fluoreszenzban
Komponente meist etwas breiter als bei der Absorption,
auf optischer Täuschung durch Irradiation beruhen kan
zeigt der Polarisationszustand zuweilen Abweichungen.

Fünfte paramagnetische Reihe [Ce, Pr, Nd, Sm —
Tb, Dy — Ho, Er, Lu(?), Tm, Yb, Nyb(?)]. Von diese
suchten wir zunächst Verbindungen der drei ziemlich
Ceriterden Pr, Nd, Sm, und zwar: Praseodymsulfat, Neody
Neodymnitrat (amorph, kristallinisch und monoklin krist
hexagonale Doppelnitrate des Neodyms mit Mg, Mn,
Mineral Bastnäsit (Fluocarbonat), Neodymborax und Neo
Samariumsulfat; ferner von Verbindungen des vermutli
recht unreinen Erbiums, welches namentlich viel Dysprosi
Holmium enthalten dürfte: das Mineral Hussakit (Sulfatoph
Erbiumyttriumsulfat, Erbiumnitrat (amorph, kristallinis
monoklin kristallisiert), Erbiummagnesiumnitrat, Erbi
und Erbiumglas.

Diese Verbindungen, besonders die Nitrate, liefern ein
Fülle von Beobachtungen der oben erwähnten typischen Z
Effekte, welche in der buntesten Weise in den einzelnen S
gebieten durcheinandergewürfelt erscheinen. Speziell bei n

[1]) A. MIETHE, Diese Verh. 9, 715, 1907.

umverbindungen ist es kein leichtes, die scheinbar unent-
bare Einwirkung der Magnetisierung zu enträtseln. Es gelingt
indessen durch wiederholtes Beobachten während des sehr
samen Vergehens des Feldes beim großen Ringelektromagnet.
Einzelheiten kann im vorliegenden kurzen Auszug nicht ein-
ngen werden.

Siebente paramagnetische Reihe. Untersucht wurde Uranyl-
msulfat und Uranylnitrat; die bekannten Absorptionsbanden
Violett und Blau werden bei — 190° bedeutend schärfer;
nan-Effekte ließen sich hier nicht mit Sicherheit nachweisen.

Erwiderung auf Herrn Erfles Abhandlu „Zur anomalen Dispersion der Metalldämp

von F. Schön.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)

(Vgl. oben S. 422.)

In der erwähnten Abhandlung hat Herr Dr. H. Erfl einige Punkte meiner Dissertation über anomale Dispers Metalldämpfe (Jena 1907[2]) besprochen und vor allem das negativer Werte für die von mir mit D_m und a bezei Konstanten bei einigen Metalldämpfen einer Kritik unte Herr Erfle kommt auf Grund seiner theoretischen Erw zu dem Schlusse, daß nach der Dispersionstheorie von diese Konstanten nur positiv sein können, daß ich dar Darstellung meiner Messungen nur positive Konstanten D hätte zulassen sollen.

Ich stimme Herrn Erfles theoretischen Ausführungen, sie für meine Untersuchungen in Betracht kommen, d bei. Auch mir ist dieses Resultat negativer Konstanten b lich gewesen, und ich habe darum auch in meiner Arb größerem Raume diese Frage negativer Konstanten kriti örtert, allerdings weniger theoretisch vom Standpunkt der magnetischen Dispersionstheorie als vielmehr im Anschluß experimentellen Grundlagen meiner Messungen und Rech Weiter gehende theoretische Erwägungen an meine R anzuknüpfen, lag mir schon deshalb fern, weil meine z nur für qualitative Zwecke bestimmten Versuche und Me nicht dem Grad von Genauigkeit entsprachen, der sich Umständen erreichen läßt, und erst eine Verfeinerung de sie lohnen würde. Ich hatte bei meinen quantitativen suchungen über anomale Dispersion der Metalldämpfe n

---

[1]) Diese Verh. 10, 35—53, 1908.
[2]) Auch ZS. f. wiss. Photogr. 1908, S. 349 ff. u. 397 ff.

n Auge, in allgemein kritischer Form die Darlegung und eitung einer Methode zu geben, wie man zur mathematischen llung der von mir beobachteten und durch Messung auf chtwinkeliges Koordinatensystem bezogenen Anomaliekurven en könne; auf die von mir berechneten absoluten Größen ch dabei weniger Wert. Daß ich zur Auffindung einer n Gleichung am besten von einer der Dispersionsformeln g, lag nahe, und nachdem ich so eine passende Gleichung en hatte, ergaben sich gewisse weiter gehende Schlüsse von Bei dieser Auffassung meiner Aufgabe glaubte ich auch rnherein befremdliche Resultate nicht verschweigen zu , falls offenbare Fehlerquellen nicht zu entdecken waren, daß sie wirklich der Klärung erst noch bedürfen, sei es, e auf versteckte Fehler der Beobachtungen hindeuten, die vorkommen können, und auf deren Vermeidung besonders ten und darum aufmerksam zu machen ist. Dazu fühlte ch um so mehr verpflichtet, als über quantitative Verhältlieser Art bei Metalldämpfen bisher überhaupt noch wenig t ist und die von mir angestellten Untersuchungen bis zu gewissen Grade in ihrer Art neu sein dürften. Aus diesen ungen heraus habe ich auch das Resultat negativer Kon- veröffentlicht, und zwar tat ich dies mit der erforderlichen ht und Kritik, die ich zu üben vermochte, und zudem aus- ich unter dem Vorbehalte, daß eine spätere genaue Nachg, die mir bisher noch nicht möglich gewesen ist, das Re- bestätigen sollte. — Es sei mir gestattet, diese persönlichen kungen hier vorauszuschicken, um einem allgemeineren rständnis und einer Verkennung des Zweckes meiner Abng vorzubeugen, falls in meiner Arbeit selbst nicht schon nügender Betonung darauf hingewiesen sein sollte.

ur Sache selbst möchte ich folgendes bemerken: Ich habe der Nähe der Absorptionslinie λ_m des Metalldampfes auf- den hyperbolischen Anomaliekurven auf ein rechtwinkliges inatensystem $y\lambda$ bezogen, wobei die Ordinate y die an der λ auftretende vertikale Ablenkung des Spektrums von n normalen horizontalen Verlauf außerhalb des Anomalieses mißt. Ich fand, daß diese Kurven sich gut darstellen durch die Gleichung:

$$y^2 + 2amy = \sum \frac{a^2 D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

(Gleichung II, S. 57 meiner Dissertation.)

Diese habe ich aus der HELMHOLTZ-KETTELERschen sionsformel

$$n^2 = m^2 + \sum \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

abgeleitet durch die Annahme, daß bei meinen Versuchen

$$y = a(n - m)$$

zu setzen sei. Dabei sind m, D_m und a Konstante, spez $m = n_\infty$ für $\lambda = \infty$ (m^2 also die Dielektrizitätskonst d. h. bei der geringen Dispersion der Dämpfe außerh Anomaliegebietes ist m der ungefähr gleich bleibende Bre index für die dort befindlichen Wellenlängen. Die Konstant und $(a^2 D_m)$ ließen sich jedesmal aus bekannten Wertepaa durch Rechnung finden. Mit Rücksicht auf die Genauigkeit Messungen glaubte ich auch die geringe Abweichung des Werte 1 vernachlässigen zu können, habe vor allem au Wellenlängen λ nicht auf Äther, sondern auf Luft bezo bezug auf Luft als Außenmedium sind wahrscheinlich auch Anomaliekurven zustande gekommen, so daß auch die y s Luft beziehen, was ich hier betonen möchte. Für $m =$ ist dann a und damit auch D_m aus den berechneten $(a.m)$ und $(a^2 D_m)$ zu bestimmen, also die Konstanten HELMHOLTZ-KETTELERschen Dispersionsformel, und diese dann für jedes λ das zugehörige n. Nun läßt sich diese Disp formel in ihrer einfachen Form allerdings auf die Disp formel von DRUDE

$$n^2 = 1 + \sum_h \frac{\vartheta'_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

zurückführen durch die Beziehungen: $\varepsilon = m^2 = 1 +$ und $D_m = \vartheta'_m \lambda_m^2$, d. h. es wäre

$$\vartheta'_m = \frac{D_m}{\lambda_m^2} \quad \text{und} \quad \varepsilon = m^2 = 1 + \sum \frac{D_m}{\lambda_m^2}.$$

Wie Herr ERFLE ausführt, kann nach der DRUDEsch persionstheorie D'_m gar nicht negativ sein, also kann D_m nur positive Werte annehmen. Nun habe ich bei Metalldämpfen, vor allem bei Lithium, dennoch ein negat

kommt nur die eine Eigenschwingung $\lambda_1 = 670{,}82\,\mu\mu$ in
e) berechnet, und, abgesehen von dem Widerspruch mit der
rie, würde dies allerdings, wie Herr ERFLE betont und wie
ohne weiteres aus meinen Tabellen zu ersehen ist, bedeuten,
ür $\lambda > \lambda_1$ die Berechnungsexponenten $n < 1$ sein müßten,
nach Herrn ERFLE sicher nicht der Fall sein kann. Ich habe
dieses auch mir befremdliche Resultat negativer Konstanten
lem veröffentlicht aus folgenden Gründen:

1. Die experimentellen Beobachtungen und die Messungen
ie Grundlagen meiner Rechnungen, sowie die Durchführung
Rechnung selbst kamen bei Li hinsichtlich Prinzip und Ge-
keit vollkommen gleich denen bei Metalldämpfen, für die
ohne Widerspruch mit der Theorie positive Konstanten er-
.

2. Desgleichen ist die Übereinstimmung der beobachteten
er berechneten Kurve bei Lithiumdampf im allgemeinen eben-
wie bei Metalldämpfen mit positiven D_m.

Wenn ich also das Resultat beim Lithiumdampf hätte ver-
n wollen, so hätte ich auch das bei den anderen Dämpfen
rfen, prinzipiell überhaupt die ganze Untersuchung als falsch
ren müssen; dafür lag ein ausreichender Grund nicht vor,
ehr spricht die im allgemeinen gute Übereinstimmung zwischen
achtung und Rechnung eher für die mögliche Richtigkeit
Brauchbarkeit der ganzen Methode.

3. Es ist ferner auffällig, daß bei zwei Eigenschwingungen
onstanten D_{I} und D_{II} stets beide entweder positive oder nega-
Werte annehmen.

4. Das Beispiel der von MINOR bei metallischem Silber ge-
nen Dispersionskurve, auf das ich in meiner Arbeit hin-
sen habe, beweist, daß sehr wohl Dispersionskurven von der
meinen Form möglich sind, wie eine negative Konstante D_m
rgeben muß, daß mit anderen Worten für $\infty > \lambda > \lambda_m$ der
nungsexponent kleiner als der für $\lambda = \infty$, d. h. $< m$ werden
. Sollte ein ähnliches Verhalten auch bei Metalldämpfen im
rischen Bogen möglich sein, dann könnte eben für $\lambda > \lambda_m$
$n < m$ oder, vorausgesetzt, daß man näherungsweise $m = 1$
hmen darf, $n < 1$ möglich sein.

5. Es ist von vornherein der Form der Kurve mit Sicherheit anzusehen, ob die Berechnung ihrer Gleichung oder negative Konstanten ergeben wird, und darum sta bei den von mir beobachteten Anomaliekurven, so wie ich messen habe, das Vorzeichen ihrer Konstanten im allg ganz genau fest. Dabei möchte ich bemerken, daß es ein ist, wenn Herr ERFLE behauptet, ich hätte für Li au Darstellung der Kurve mit positiven Konstanten nebe solchen mit negativen Konstanten gefunden. Die G mit positiven Konstanten, die Herr ERFLE offenbar im A bezieht sich nicht auf die wirklich von mir gemessene kurve, sondern auf eine angenommene ad hoc korrigierte kurve, welche ich zur Erläuterung und Kontrolle der Erört berechnete, die ich an der betreffenden Stelle meiner über etwaige Fehlerquellen meiner Messungen anstellte. Lithiumkurve, so wie ich sie wirklich gemessen habe, f stets negative Konstanten, und ich mußte sie finden. De ich in meiner Arbeit S. 79 ff. ausführlich bewiesen habe, Rechnung positive oder negative Konstanten liefern, je n für symmetrisch zu λ_m gelegene λ, für die also die ab Beträge von $\lambda - \lambda_m$ gleich sind, die der kleineren Well $(\lambda_v < \lambda_m)$ entsprechende Ordinate y_v absolut genommen oder kleiner ist als die zur größeren Wellenlänge $(\lambda_r >$ hörige Ordinate y_r. Bei Li ist aber $y_v < y_r$ und ebenso anderen Metalldämpfen mit negativen Konstanten D_m.

6. Dieser Umstand gab mir auch einen Fingerzeig, Fehler eventuell das Resultat negativer Konstanten hätte sachen können. Eine solche Ursache ist vor allem zu su einer fehlerhaften Bestimmung der λ und der genauen L Absorptionszentrums λ_m im Absorptionsraum, d. h. kurz in einer fehlerhaften Ermittelung von $\lambda - \lambda_m$. Eine u Messung der Ordinaten y kommt weniger in Betracht, w dann maßgebliche Fehler zu groß wäre und außerhal Wahrscheinlichkeit liegt. Bei Li speziell hätte nun der beg Fehler in der Bestimmung von $\lambda - \lambda_m$ im allgemeinen stens 40 μ betragen müssen, wenn er ein falsches Resultat lich des Vorzeichens der Konstanten hätte ergeben soll Fehler von dieser Größe erschien mir aber sehr unwahrsch

nolog sprach auch bei den anderen Metalldämpfen gegen ewiß vorhandene Möglichkeit, daß durch Messungsfehler ein es Resultat verursacht werden kann, die Unwahrscheinlichkeit, Fehler von der dann erforderlichen Größe bei meinen Mes- n tatsächlich begangen worden sind.

ch möchte aber hier betonen, daß nach meiner festen Über- ng im wesentlichen nur Fehler der oben angedeuteten Art lsches Vorzeichen der Konstanten zur Folge haben können, uf ihre Vermeidung wäre daher besonders zu achten bei der- n Untersuchungen wie den meinigen. Auf keinen Fall h kann ich Herrn ERFLE beipflichten, wenn er die Ursache esultates negativer Konstanten in der Unkenntnis der ge- Lage der brechenden Prismenkante bei meinen Messungen . Allerdings kenne ich bei meinen Versuchen nur die Rich- der brechenden Kante des äquivalenten Dampfprismas im e, nicht dagegen ihre Lage relativ zur Prismenbasis, ob oder unten, vorausgesetzt, daß die Kante horizontal liegt. t zunächst die Kenntnis dieser genauen Lage gewiß wichtig ie Entscheidung, ob die Ablenkung der Farben nach unten nach oben zu erfolgt. Ein Wechsel der Lage der brechenden e relativ zur Basis hat offenbar auch eine Umkehr dieser kungsrichtung zur Folge, und dementsprechend müssen die anomalen Ausbiegungen ihre Richtung mit der Lage rechenden Kante umkehren, wie man das ja auch deutlich chtet, wenn man den Dampfbogen im Gesichtsfelde ver- bt. Ist in der einen Lage der brechenden Kante des äqui- ten Dampfprismas das Spektrum auf der roten Seite der rptionslinie λ_m nach oben, auf der blauen Seite nach unten bogen, so wird bei der entgegengesetzten Lage der brechen- Kante genau das Umgekehrte eintreten, aber es ändert sich i eben nur die Richtung, nicht die Größe der anomalen Aus- ngen auf beiden Seiten, und auf deren relativen Betrag nt es doch, wie ich gezeigt habe, allein an bei der Bestim- g des Vorzeichens der Konstanten. Wenn ich, wie ich es ein für allemal das Vorzeichen der Ordinaten y so festlege, ich $y > 0$ wähle für $\lambda > \lambda_m$ und $y < 0$ für $\lambda < \lambda_m$, so ist ssermaßen die positive und negative Ordinatenrichtung fest unden mit dem „roten“ bzw. „blauen“ Anomaliekurvenast;

beide kehren sich mit der Richtung der Ausbiegungen
da, wie gesagt, die Größe der Ausbiegungen bestehe
so hat die Lage der brechenden Kante für die Lage u
der Dispersionskurve nur die Bedeutung, daß in de
Falle die positive Ordinatenrichtung nach oben, in dem
nach unten gerechnet wird, ohne daß die Lage der Kurv
hierzu eine andere geworden ist. Für die Rechnung ist
damit auch die Lage der brechenden Kante vollkomme
gültig. Daß ich aber das Vorzeichen der Ordinate v
herein in willkürlicher Weise festlegen kann, habe ich e
begründet in meiner Arbeit S. 58.

Es mag auf den ersten Blick befremdlich erschei
man so ohne Kenntnis der geometrisch-optischen Ver
des äquivalenten Dampfprismas — weder die genaue
Prismas noch dessen brechender Winkel ist bekannt — Br
exponenten bestimmen kann, rein aus der Form der Dis
kurve heraus. Aber diese Tatsache hat meine Untersu
erst möglich gemacht, und ihr Wert ist gerade in dem
kritisch gehaltenen Nachweise dieser Möglichkeit zu such
wiß sind die geometrisch-optischen Größen nicht ohne Be
bei den vorliegenden Untersuchungen, aber nur für
zwecke, nicht in dem Sinne, daß meine Rechnungen ihr
nis voraussetzte! So gilt, wie ich in meiner Dissertati
ausführte, die Annahme $a(n - m) = y$ nur unter der
setzung kleiner brechender Prismenwinkel; die Kenntni
stens der Größenordnung dieses Winkels ist also wichtig
Kritik dieser Annahme, auf der meine Untersuchungen
Ferner gibt die Kenntnis der genauen Lage der Prism
ein Mittel an die Hand, um wirklich das Resultat eines bes
Vorzeichens der Konstanten demonstrativ zu bestätigen.

Es sei mir gestattet, an dieser Stelle noch einige
kungen anzuknüpfen, die vielleicht von allgemeinem
und im besonderen geeignet sind, zur Aufklärung der U
negativer Konstanten beizutragen, falls dieses Resulta
künftige genaue Experimente und Messungen bestätigt
sollte. Zunächst habe ich bereits aufmerksam gemacht
Dispersionskurve des metallischen Silbers, die Minor fa
die, was allgemeinen Charakter der Form anlangt, de

gleicht, wie sie durch negative Konstanten darstellbare rsionskurven haben müßten. Inwieweit das Verhalten der le mit dem der Metalldämpfe in Verbindung zu bringen ist, ich hier unerörtert. Wie ich aber bereits in meiner Disser- andeutete, muß man wohl bei einer Theorie auf elektromagne- r Grundlage den Umstand berücksichtigen, daß bei meinen chen die Metalldämpfe im elektrischen Bogen erzeugt werden, ür solche Dämpfe vielleicht die Theorie zu modifizieren ist. mißt ja wohl auch den Dämpfen im elektrischen Bogen eine e elektrische Leitfähigkeit zu; auf der gleichen Eigenschaft letalle hegründet man ihr abweichendes optisches Verhalten, ß ein Vergleich der Metalldämpfe im elektrischen Bogen en Metallen vielleicht von vornherein nicht abzuweisen ist. ispersionsformel der Metalle nach DRUDE ist nun eine etwas e als die, von der ich ausging, sie enthält ein negatives zglied, welches unter Umständen bei Metallen bewirken kann, ür $\lambda > \lambda_m$ $n < 1$ wird gemäß den von MINOR bei Ag ge- en Beobachtungen. Es wäre so denkbar, daß aus der Disper- ormel für Metalle sich eine neue für Dämpfe im elek- en Bogen gültige Dispersionsformel ableiten ließe, welche oder mit einiger Annäherung — eben bei den Dämpfen egativen Konstanten — die allgemeine Form annehmen :

$$n^2 = m^2 - \sum \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Minuszeichen vor Σ würde dann als Zeichen der Rechen- tion und nicht als Vorzeichen von D_m zu deuten sein, und re D_m positiv, wenn überhaupt die nunmehrige Bedeutung D_m ein bestimmtes Vorzeichen erfordern sollte.

Aber es liegt noch eine andere Möglichkeit vor, die größere scheinlichkeit für sich haben mag. Kurven von der durch ive Konstanten D_m darstellbaren Form treten auch bei Sub- en auf, die optisch dünner sind als das Außenmedium, auf lie Messungen bezogen werden. Ich habe nun allerdings bei en Versuchen angenommen, daß dieses Außenmedium Luft nd daß die Abweichung der auf Luft bezogenen Größen von auf das Vakuum bezogenen Werten zu vernachlässigen sei. ie Dispersionstheorie alle optischen Größen auf Äther bezieht,

hätte ich sonst den Anschluß an jene verloren, bzw. die
gefundenen Gleichungen für die Anomaliekurven würd
Dispersionstheorie nicht in dem angedeuteten Zusamm
stehen. Es ist aber immerhin fraglich, ob diese Annah
allen Fällen zulässig sind. Es braucht ja zudem das
in bezug auf welches die von mir gemessenen Anomali
zustande gekommen sind, gar nicht einmal die den Bog
gebende atmosphärische Luft zu sein, sondern im Bogen en
Dämpfe eventuell solche desselben Metalles, nur von andere
und Dispersionsweise; das wäre um so mehr denkbar,
sich bestätigen sollte, daß die spektrale Wirkung der
im Bogen nur von ganz bestimmten Zonen ausgeht.
Zeichnung von Kurven in einer Reihe von möglichen
kann man sich davon überzeugen, wie stark unter Umstän
gegenüber Äther gültige Dispersionskurve sich ändert,
ein anderes Außenmedium gesetzt wird. Anomale Ausbi
von der Form, wie ich sie S. 33 meiner Dissertation ab
lassen sich so sehr gut erklären als zustande gekommen
über einem Medium, das im allgemeinen das Licht stärke
und auch stärker dispergiert als der untersuchte Dampf.
verweise ich auch auf die von EBERT (Phys. ZS. 4, 473
beschriebene Anomaliekurve des Natriumdampfes, welc
seinen Versuchen mit Kaliumdampf diesem als Verunre
beigemengt war. Die hierbei längs der gelben Natriumlin
tretenden anomalen Ausbiegungen sind entgegengesetzt de
richtet, die in demselben Spektrum bei der roten Kali
auftreten. Würde man für beide Kurven nach der von
gestellten allgemeinen Formel

$$y^2 + 2(am)y = \sum \frac{a^2 D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

die Gleichungen berechnen, so müßte die eine Kurve
einen positiven, die andere einen negativen Wert erge
Jedenfalls dürfte hier soviel feststehen, daß tiefer und i
zelne gehende theoretische Erörterungen nur dann an die
gewonnenen Formeln und Resultate angeknüpft werden
und sich lohnen würden, wenn alles auf Äther bezo
gemäß der Forderung der Dispersionstheorie, und übe
wenn genauere Messungen und Rechnungen vorliegen,

meine kritische Untersuchung geliefert werden konnten
llten. — —

ls Ergänzung zu einem in meiner Dissertation ausführlich
delten wesentlichen Punkte sei hier noch folgendes hinzu-
Auf S. 60 ff. meiner Dissertation (S. 48 der ZS. f. wissensch.
r. 1907) habe ich erklärt, daß nach Berechnung der Gleichung

$$2(am)y = \sum \frac{a^2 D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2} \quad \text{oder} \quad y^2 + 2b'y = \sum \frac{D'_m}{\lambda - \lambda_m^2}$$

on hier aus zur Aufstellung der Dispersionsformel

$$n^2 = m^2 + \sum \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

nn gelangen könne, wenn m oder, zur Berechnung von m,
ziger absoluter Brechungsindex n_1 bekannt sei; bei Gasen
l nahm ich $m = 1$ an. Es ist aber weder diese Annahme
lie Kenntnis von n_1 nötig zur Bestimmung von m, denn
läßt sich, wie ich hier zeigen möchte, in jedem Falle be-
n. Denn es ist nach S. 5 oben

$$1. \qquad m^2 = 1 + \sum \frac{D_m}{\lambda_m^2},$$

ist:

$$2. \quad a^2 D_m = D'_m,$$

$$3. \quad a \,.\, m = b'$$

raus lassen sich die drei unbekannten Größen a, D_m und m
Rechnung finden:

$$\varepsilon = m^2 = 1 : \left(1 - \sum \frac{D'_m}{\lambda_m^2 b'^2}\right),$$

$$a = \frac{b'}{m} \quad \text{und} \quad D_m = \frac{D'_m}{a^2}.$$

ührt man diese Rechnung für die von mir gemessene Ano-
urve des Natriumdampfes durch, für welche sich positive
nten b' und D'_m ergaben, und bei der auch die Übereinung zwischen Beobachtung und Rechnung im allgemeinen
ut und besser als bei den anderen Metalldämpfen ist (siehe
S. 69, Tabelle 2), so erhält man folgende Werte:

$$\varepsilon = m^2 = 1{,}003\,56,$$

$$m = 1{,}001\,79,$$

$$a = + 522{,}76,$$
$$D_{\mathrm{I}} = + 8857 \cdot 10^{-7},$$
$$D_{\mathrm{II}} = + 3527{,}4 \cdot 10^{-7}.$$

Die so verbesserte Dispersionsformel des Natriun
im elektrischen Bogen würde nunmehr lauten:

$$n^2 = 1{,}00356 + \frac{8857 \cdot 10^{-7}}{\lambda^2 - \lambda_{\mathrm{I}}^2} + \frac{3527{,}4 \cdot 10^{-7}}{\lambda^2 - \lambda_{\mathrm{II}}^2},$$

wobei $\lambda_{\mathrm{I}} = 0{,}589\,62\,\mu$ und $\lambda_{\mathrm{II}} = 0{,}589\,02\,\mu$ ist.

Die nach dieser Formel berechneten Brechungsexpo
haben eine etwas andere Größe als die in Tabelle 2 (S
Diss.) verzeichneten Werte. Nennt man die letzteren n',
sich aus ihnen die ersteren einfach bestimmen nach der G

$$n = 1{,}0592\, n' - 0{,}0574.$$

Wood [1]) berechnete für die Dispersion von Natriumd
Vakuum bei 644° (Dichte sei $= d$) die Formel

$$n^2 = 1 + \frac{m_h}{\lambda^2 - \lambda_h^2},$$

wobei er $m_h = 55 \cdot 10^{-6}$ fand. Nach dieser Formel
Dielektrizitätkonstante, d. h. n_∞^2 für $\lambda = \infty$:

$$\varepsilon = 1{,}000055.$$

Bezeichnet man die entsprechenden Größen, welche
Natriumdampf im elektrischen Bogen berechnete, m
$\varepsilon' = n'^2_\infty$ und n', so wäre zunächst nach H. Erfle [2]):

$$\text{I.} \quad \frac{m'_h}{m_h} = \frac{d'}{d}.$$

Ebenso müßte unter der Voraussetzung der Konstanz
hältnisses $\frac{n^2 - 1}{d}$ sein:

$$\text{II.} \quad \frac{n'^2_\infty - 1}{n^2_\infty - 1} = \frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon - 1} = \frac{d'}{d}$$

und

$$\text{III.} \quad \frac{n'^2_i - 1}{n^2_i - 1} = \frac{d'}{d}$$

[1]) Phys. ZS. 5, 753 ff., 1904.
[2]) Die oben erwähnte Abhandlung S. 38.

nander entsprechende Brechungsindices n_i. Dabei fällt übrigens t I. identisch zusammen, da $\varepsilon - 1 = m_h$ ist. Man erhält nach I. und II. für das Verhältnis der Dichten $\frac{d'}{d} = 65$, nd sich für gut gemessene n_i' nach III. im Durchschnitt der $\frac{d'}{d} = 67$ ergibt. Beide Werte kommen, wie man sieht, er sehr nahe.

Arnstadt, Mai 1908.

Bestimmung der Dielektrizitätskonstante Helium;

von Ernst Hochheim.

(Vorläufige Mitteilung.)
(Eingegangen am 4. Juni 1908.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)
(Vgl. oben S. 422.)

Einer Anregung von Herrn Prof. RICHARZ folgend, ich es, die Dielektrizitätskonstante des Heliums m elektrostatischen Nullmethode von HOPKINSON-LEBEDEV stimmen.

Bei dieser Methode werden zwei konstante Hochs batterien und zwei Kondensatoren gleicher Kapazität Die unteren Platten der Kondensatoren sind miteina mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbund ganze System ist bei Beginn des Versuchs geerdet, wä oberen Platten mit dem Plus- bzw. Minus-Pol der gleichen Batterien in Verbindung stehen. Unterbricht mittels einer Wippe die Erdung der unteren Platten sodann die oberen, so gleichen sich die durch die Gase dielektrisch gebundenen Elektrizitätsmengen aus und da meter wird in Ruhe verharren, solange die Kapazi beiden Kondensatoren einander gleich sind. Ersetzt das Gas in dem einen durch ein anderes von mer schiedener Dielektrizitätskonstante, so muß man zu Batterie ein gewisses Zusatzpotential schalten, um da meter auf Null zu halten; aus diesem Zusatzpotential Potential der Batterien berechnet sich dann einfach die Dielektrizitätskonstante.

Das Helium wurde aus Bröggerit, der stark th Uranpechblende[2]), durch Aufschließen mit verdünnnter säure dargestellt, sodann zweimal über ein rotglühendes

[1]) PETER LEBEDEW, Wied. Ann. 44, 289, 1891.
[2]) Bezogen von ANSGAR GULDBERG, Christiania.

Calciumoxyd mit Magnesium und endlich über rotglühendes roxyd geleitet, um es von N_2 und H_2 zu befreien. Das nigte Helium zeigte, wohl infolge seines Gehaltes an Ra- ation, eine sehr hohe Leitfähigkeit. Deshalb wurde es vor Einleiten in den evakuierten Kondensatorkasten durch Kokos- hle, die auf der Temperatur der siedenden flüssigen Luft ten wurde, nochmals gereinigt.

Um die elektrostatische Meßmethode möglichst empfindlich stalten, wurden zwei konstante Batterien von je 190 Volt t, und zwei Plattenkondensatoren von je 300 cm Kapazität ndet. Das selbst hergestellte Zylinderquadrantenelektrometer sehr geringe Kapazität und gab für eine Nadelladung von lt bei Ablesung mit Fernrohr und Skala 4 bis 5 mm ein- en Ausschlag, wenn ein Quadrantenpaar geerdet und das e auf 0,001 Volt geladen war. Die Wippe, welche die Um- ung zu besorgen hatte, trennte das Elektrometer von den ander verbundenen unteren Kondensatorplatten $^1/_{90}$ Sekunde erfolgter Umschaltung, so daß nur die Differenz der durch eiden Gase hindurch dielektrisch gebundenen Elektrizitäts- en in das Elektrometer gelangte, unter Ausschluß der her- aus den Isolatoren herauskriechenden Rückstände. Besondere lt war auf vortreffliche Isolation, erschütterungsfreie Auf- ng und Schutz gegen elektrostatische Störungen (durch te Metallhüllen) verwendet worden.

Das Mittel aus einer Reihe von Versuchen, auf 760 mm eterstand und 0° reduziert, ergab

$$D = 1{,}000074 \pm 0{,}000004.$$

Dies Resultat, verglichen mit den Werten des Brechungs- enten des Heliums

$$n^2 = 1{,}0000842 \text{ (Rayleigh)}$$
$$n^2 = 1{,}0000724 \text{ (Ramsay-Travers)}$$
$$n_\infty^2 = 1{,}0000662 \text{ (Scheel-Schmidt)}$$

igt in befriedigender Weise die Gültigkeit der Relation von ELL $D = n^2$ für das einatomige Edelgas Helium.

Auch im Hinblick auf die theoretischen Untersuchungen NATANSON [1]) und ERFLE [2]), welcher aus der Dispersion des

[1]) Natanson, ZS. f. phys. Chem. 61, 321, 1907.
[2]) H. Erfle, Diese Verh. 10, 331—338, 1908.

Heliums [nach KARL SCHEEL und RUDOLF SCHMIDT[1]) und HERRMANN[2])] einen abnorm geringen Elektronengehalt Atoms berechnet, sowie im Hinblick auf die von HAPPE gesprochenen Zweifel an der Gültigkeit entweder der C MOSOTTIschen oder der MAXWELLschen Relation verdi Resultat einiges Interesse.

Es besteht die Absicht, auch die Dielektrizitätskonst Argons nach obiger Methode festzustellen.

Bezüglich aller Einzelheiten der Messung muß ich a demnächst erscheinende Marburger Dissertation verweise

[1]) KARL SCHEEL u. RUDOLF SCHMIDT, Diese Verh. 10, 207—2
[2]) KURT HERRMANN, Diese Verh. 10, 211—216, 1908.
[3]) HAPPEL, Ann. d. Phys. (4) 21, 369, 1906.

Physik. Instit. der Universität Marburg a. L., 1. Ju

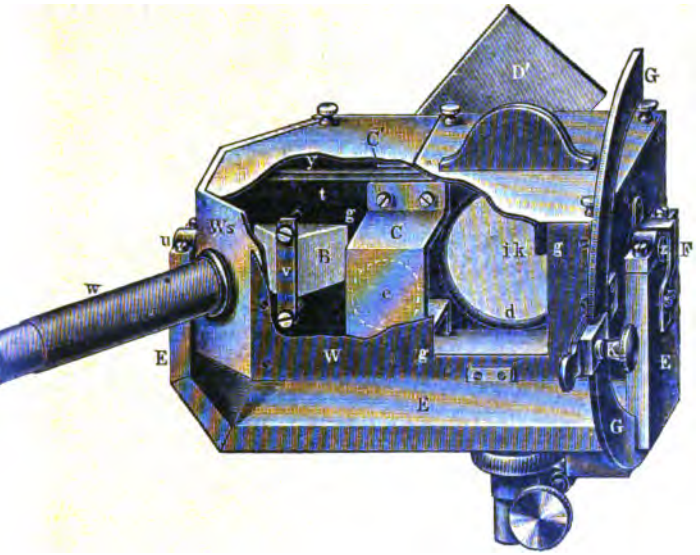
erlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Praktische Photometrie

von

Dr. Emil Liebenthal,

Professor und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg.



t 201 eingedruckten Abbildungen. gr. 8°. **Preis geheftet ℳ 19.—, gebunden ℳ 20.—.**

Die Photometrie hat infolge der Fortschritte auf dem Gebiete der leuchtungstechnik in den letzten Jahren einen solchen Aufschwung nommen, daß die bisherigen Bücher über diesen Gegenstand den ıtigen Ansprüchen nicht mehr ganz genügen. Das Buch soll eine rstellung der Photometrie nach dem neuesten Stande geben. Es zunächst für Laboratorien von Gasanstalten, Elektrizitätswerken, mpenfabriken, sodann aber auch zum Studium für diejenigen Physiker, chniker, Hygieniker, Lehrer bestimmt, welche sich auf diesem Ge- ete noch weiter ausbilden wollen; mit anderen Worten: es soll nicht ein technischen, sondern zugleich auch wissenschaftlichen Kreisen enen. Fast ausschließlich wurde elementare Mathematik benutzt. hlreiche Beispiele erläutern den Gebrauch der entwickelten Formeln.

Ausführliches Verlagsverzeichnis kostenlos.

E. Leybold's Nachfolge

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luf

(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffe **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Tromme Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metall trommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzende Substanzen gereinigt werden können, was bei Metall trommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe ist nur direkt von uns zu beziehen

Diesem Hefte liegt bei: Ein Prospekt von *G. Rüdenb* in *Hannover* und *Wien*, betr. **Photographische Apparate us**

Berichte

der

schen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

albmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Braunschweig
ruck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

wei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesells

Bericht über die Sitzung vom 3. Juli 1908. . . . . .

A. Paalzow. Gedächtnisrede, gehalten in der Sitzung der De Physikalischen Gesellschaft am 3. Juli 1908 von H. Ruben

Br. Glatzel, Das Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke bei v denen Entladespannungen und Koppelungen. Vorläufige Mit (Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Juni 1908.) . . . . .

E. Jacobs, Das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe gelegt in der Sitzung vom 19. Juni 1908.) . . . . . .

Kurt Herrmann, Nachtrag zu der Arbeit über die Brechu Dispersion des Heliums. (Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Jun

K. von Wesendonk, Bemerkungen zu der Erklärung der kr Opaleszenzerscheinungen aus der kinetischen Gastheorie. (V in der Sitzung vom 3. Juli 1908.) . . . . . .

J. Franck und R. Pohl, Zur Frage nach der Geschwindigk Röntgenstrahlen. Zweite Mitteilung. (Vorgelegt in der Sitzu 3. Juli 1908.) . . . . . .

Albert Wigand, Die elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Sc (Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli 1908; eingegangen am 1908.) . . . . . .

P. Gruner, Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elek theorie der Metalle. (Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritt Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 229. — II. Akustik. S. 232. — III. Chemie. S. 232. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 235 des gesamten Spektrums. S. 238. — VI. Wärme. S. 239. — VI Physik. S. 243.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braun

Leitfaden der Wetterku

Gemeinverständlich bearbeitet

von **Dr. R. Börnstein,**

Professor an der Königl. landwirtschaftlichen Hochschule zu B

Zweite umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 61 und 22 Tafeln. gr. 8. Preis geh. 6 ℳ, geb. 6,80 ℳ

Aspirations-Psychrometer-T

Herausgegeben vom

Königlich Preussischen Meteorologischen Inst

gr. 4°. Preis geheftet 6 Mark.

Verhandlungen
der
utschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

Jahrg. 15. Juli 1908. Nr. 13.

Sitzung vom 3. Juli 1908.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **H. Rubens** spricht eine
Gedächtnisrede auf A. PAALZOW.

Sodann berichtet Hr. **Rudolf Ladenburg** über die
bsorption des Lichtes in leuchtendem Wasserstoff.

Weiter trägt Hr. **A. Koepsel**
eine neue Methode zur kontinuierlichen Analyse
von Gasgemischen auf elektrischem Wege
und demonstriert einen
pparat zur direkten kontinuierlichen Ablesung des
Wasserstoffgehaltes von Generatorgasen.

Ferner spricht Hr. **Max v. Wogau:**
ber die Berechnung der Diffusionskonstanten von
Nichtelektrolyten in flüssiger Lösung.

Weiter berichtet Hr. **H. Diesselhorst** in Fortsetzung Vortrages vom 29. Mai d. J.:

Über die Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende zur Veröffen in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft eingegangen teilungen vor:

1. von Hrn. **K. v. Wesendonk:** Bemerkungen zu klärung der kritischen Opaleszenzerschei aus der kinetischen Gastheorie;
2. von Hrn. **P. Gruner:** Über eine Erweiteru LORENTZschen Elektronentheorie der Met
3. von Hrn. **J. Franck** und **R. Pohl:** Zur Frage n Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen;
4. von Hrn. **Albert Wigand:** Die elektrische Leitfä des flüssigen Schwefels.

A. Paalzow.

htnisrede, gehalten in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 3. Juli 1908.

Von H. Rubens.

(Vgl. oben S. 449.)

Hochansehnliche Versammlung!

Der Beginn dieses Jahres hat unserer Gesellschaft einen us herben Verlust gebracht; am 2. Januar 1908 verstarb hochverehrtes ältestes Mitglied, KARL ADOLF PAALZOW, in m 85. Lebensjahre. Durch mehrere Jahrzehnte hat seine ige Natur den Wirkungen eines inneren Leidens siegreich standen. Erst das hohe Alter hat seine körperliche Widersfähigkeit gebrochen.

Mir als seinem alten Schüler, nahen Freunde und langgen Kollegen ist die Aufgabe zu teil geworden, Ihnen in en Zügen ein Bild von dem Leben und Wirken unseres verenen Mitgliedes zu entwerfen. Dieses Bild ist ein schönes erfreuliches, denn es zeigt einen Menschen, welcher sich selbst seiner Überzeugung während eines langen, erfolgreichen und lichen Lebens treu geblieben ist.

KARL ADOLF PAALZOW wurde am 5. August 1823 als Sohn Kreisgerichtsdirektors und Geh. Justizrats PAALZOW in Rathenow ren, und zwar als fünftes Kind unter acht Geschwistern. e früheste Jugend verlebte er in Rathenow und kam dann 13 Jahren nach Berlin auf das Joachimstalsche Gymnasium, hem er als Alumnus bis zu dem im Jahre 1844 bestandenen aurientenexamen angehörte. Sein Vater hatte ihn, entsprechend Traditionen der Familie, in welcher seit Generationen juristische und theologische Beruf vorherrschend gewesen en, für das theologische Studium bestimmt. Es scheint, daß PAALZOW auch im Anfange mit großem Ernste theologischen lien gewidmet hat; aber je eingehender er sich mit diesem enstande beschäftigte, um so fester wurde in ihm die Über-

zeugung, daß sein unablässig nach Wahrheit ringer
die durch kirchliche Tradition gegebenen Beschränkur
würde ertragen können. Aus Rücksicht auf seine Fa
insbesondere auf seinen Vater, welcher ein streng kir
sinnter Mann war, hat PAALZOW das theologische Stu
jener Bedenken und der sich damals schon geltend
naturwissenschaftlichen Neigungen bis zu einem gev
schluß gebracht. Am 5. November 1850 erhielt er,
im Schriftlichen und Mündlichen bestandenen Candid
Lizenziatenzeugnis und die Erlaubnis zu predigen.
Erlaubnis hat er dann freilich nur ein einziges Mal
gemacht. Diese Predigt, welche leider nicht den ein
Beifall seiner Hörer gefunden haben soll, ist ihm bi
Lebensende in fröhlicher Erinnerung geblieben; ich
öfters mit vielem Humor Stellen daraus zitieren hören.

Durch Ablegung des theologischen Examens war
den Wünschen seines Vaters entgegengekommen. Zug
wurde er dadurch in gewissem Sinne von dem Vater
unabhängig. Es eröffnete sich ihm nämlich jetzt die G
als Hauslehrer in begüterten Familien Stellung zu fi
welcher Tätigkeit ihm denn noch Zeit genug blieb, um
geliebten Studium der Naturwissenschaften hinzugeben.
zugleich der einzige Weg, das von ihm erstrebte Ziel zu
den theologischen Beruf gegen den naturwissenschaf
vertauschen, denn sein Vater war aus kirchlichen und
Gründen ein erbitterter Gegner dieses Berufswechsels
sagte dem Sohne zu einem solchen Plane jede finanzie
stützung. Glücklicherweise hat die damals eingetre
fremdung zwischen Vater und Sohn nur wenige Jahre
In den Jahren 1851 bis 1855 finden wir PAALZOW als K
und Hauslehrer in verschiedenen Familien und zu
Studenten der Naturwissenschaften an der Berliner U
immatrikuliert. Der Kampf um die materielle Existen
damals nicht leicht geworden, und mit berechtigtem
er später oft hervorgehoben, mit welchen Opfern er d
führung seines naturwissenschaftlichen Studiums hat
müssen. Dennoch ist diese zweite Studienzeit, welche
als gereifter Mann durchlebt hat, eine außerordentlich

ben. Die Vorlesungen der Physiker MAGNUS, DOVE und SIUS, der Chemiker ROSE, BEETZ und MITSCHERLICH, des ematikers DIRICHLET, des Physiologen JOH. MÜLLER und des gen EHRENBERG haben auf ihn einen unauslöschlichen Ein- gemacht, und bis an sein Lebensende hat er dieser seiner er stets nur mit den Gefühlen dankbarer Verehrung gedacht. größten Einfluß auf PAALZOWS wissenschaftliche Entwicke- und auf die von ihm später eingeschlagene Richtung hat ohne Zweifel der Physiker GUSTAV MAGNUS ausgeübt. Es nur noch wenige unter uns, welche diesen seltenen Mann nlich gekannt haben; wir anderen sind darauf angewiesen, us den Schilderungen dieser Wenigen und aus seinen wissen- tlichen Arbeiten ein Urteil zu bilden. MAGNUS muß ein von ungemein starker Individualität, sehr anziehendem n und einem fast beispiellosen Lehrtalent gewesen sein. Stärke als Forscher beruhte in erster Linie auf der klaren sung und Formulierung physikalischer Probleme, ferner auf ungemein weitgehenden experimentellen Erfahrung und ch auf einer Art von wissenschaftlicher Divinationsgabe, e ihm eigentümlich war und ihn häufig das Richtige nen ließ, wo exakte mathematisch-theoretische Betrachtungen re nicht zum Ziele geführt hatten. Von seinen Schülern ist wohl AUGUST KUNDT in der Art des Denkens und Arbeitens nächsten verwandt. Aber auch bei den übrigen Gelehrten MAGNUSschen Schule ist ein Teil der Eigenart des Meisters nbar, hauptsächlich eine besonders hohe Bewertung des von theoretischen Spekulationen losgelösten rein experimentellen ndes und eine gewisse Nüchternheit in der Betrachtung des retischen überhaupt. Besonders deutlich treten diese Züge Anfang an bei PAALZOW hervor, und zwar sowohl in seinen nschaftlichen Arbeiten als auch in den Ansichten, die er in n Vorlesungen geäußert und in den Gesprächen, welche er Fachgenossen geführt hat.

PAALZOWS naturwissenschaftliche Studienzeit fand erst im e 1856, also sechs Jahre nach der Lizenziatenprüfung, durch bestandene Examen pro Facultate docendi ihren eigentlichen chluß. Die Beschaffung der Mittel zur Fortsetzung des iums hatte ihn immer und immer wieder zur Unterbrechung

desselben genötigt. Zwei Jahre später erfolgte auch seine
zum Doctor Philosophiae an der Universität in Halle. Er p
mit einer Dissertation, betitelt: „De Brewsteri Operib
einem kritischen Referat über BREWSTERS optische Unter

In der Zwischenzeit aber war PAALZOW schon mit
vollen Untersuchungen an die Öffentlichkeit getreten
derselben: „Über subjektive Farben und die Entst
Glanzes", hatte den besonderen Beifall von GUSTAV M
funden, welcher sie im Jahre 1857 der Berliner Aka
legte [1]). DOVES Theorie des Glanzes ist bekanntlich a
okulare Sehen gegründet. PAALZOW, welcher das
schon in früher Jugend verloren hatte — es war ihm
Reiher ausgehackt worden — war dennoch imstande,
zu sehen. Er zeigte in dieser kleinen Abhandlung, daß
den Eindruck des Glanzes mit einem Auge erhalten kö
man einen matten Gegenstand veranlaßt, seine Far
hintereinander periodisch zu ändern, zu welchem Zweck
die subjektiven Kontrastfarben in sehr geschickter Weise v

In demselben Jahre erschien auch seine Arbeit ü
Bewegungserscheinungen innerhalb des Schließungsb
galvanischen Kette [2]). Von einem Bewegungsmechani
gehend, dessen Theorie uns heute wohl weniger inter
scheint als den Physikern vor einem halben Jahrhunde
PAALZOW ein durchaus modernes Gebiet, nämlich die
rungen, welche Quecksilbertropfen unter dem Einfluß ox
und reduzierender Mittel erleiden. Er zeigt, daß v
analoge Erscheinungen auch durch den elektrischen S
vorgebracht werden können, wenn man einen Wasser
eine Quecksilberoberfläche bringt, welche man abwechseln
und kathodisch gegen den Tropfen polarisiert. Der Was
zeigt dann abwechselnd Zusammenziehung und Au
PAALZOW führt diese Bewegungen auf elektrolytische
zurück, eine Erklärung, welche wir in etwas modifizie
auch heute noch anerkennen dürfen. Diese Untersuchun
Zweifel eine seiner schönsten und wichtigsten und gr
auf dem Gebiet der elektrokapillaren Erscheinungen.

Unterdessen hatten sich PAALZOWS äußere Lebensv
in erheblicher Weise verändert. Durch Vermittelu

ides und Lehrers BEETZ wurde ihm Oktober 1856 die Lehr- für Physik an der vereinigten Artillerie- und Ingenieur- e mit einem für damalige Verhältnisse ganz stattlichen Ge- von 500 Talern übertragen. Noch wichtiger als die in iärer Hinsicht nunmehr gesicherte Lebensstellung erschien ungen Physiker die Möglichkeit, in einem eigenen, wenn auch n und mit dürftigen Mitteln ausgestatteten physikalischen ett zu arbeiten. PAALZOW hat sich in dieser Stellung, die hrend eines Zeitraums von 17 Jahren mit nur einjähriger brechung innehatte, sehr glücklich gefühlt und hat neben Lehrtätigkeit, welche sich 1861 durch seine Habilitation er Berliner Universität noch erweiterte, zu reichlicher nungsarbeit Anregung und Zeit gefunden. Einem Rufe als tlicher Professor der Physik und Direktor der Sternwarte, er im Jahre 1868 von Bern aus an ihn erging, hat er zwar leisten zu müssen geglaubt; die dortigen Zustände haben ber sehr wenig behagt und er hat es nicht lange dort aus- ten. Da ihm die Mittel, welche er zur Aufrechterhaltung aboratoriumsbetriebes für unbedingt erforderlich hielt, nicht igt worden waren, nahm er kurz entschlossen, ohne Rück- auf sein weiteres Fortkommen, seinen Abschied und kehrte rivatgelehrter nach Berlin zurück. Als nach Ablauf eines s zufällig seine frühere Stelle an der Artillerieschule wieder urde, war er mit Freuden bereit, an die alte Stätte seines ens zurückzukehren. Dort ist er dann auch bis zum Jahre ununterbrochen tätig gewesen.

Unter den wissenschaftlichen Untersuchungen, welche PAALZOW end seiner Tätigkeit an der Artillerieschule veröffentlicht sind in erster Linie die Arbeiten über elektrische Schwin- en zu nennen. Zwar existierten damals bereits die bahn- enden Versuche FEDDERSENS und ebenso THOMSONS und HHOFFS grundlegende Berechnung der alternierenden Ent- g, aber dennoch waren, besonders in Deutschland, die An- ungen auf diesem Gebiete keineswegs geklärt und das Vor- ensein freier elektrischer Schwingungen wurde damals noch manchen Autoritäten bestritten. PAALZOW hat sich das ienst erworben, den Nachweis von dem Vorhandensein solcher rischer Schwingungen nach einer Reihe von neuen Me-

thoden erbracht und wichtige Beiträge zur Festleg
experimentellen Bedingungen zur Erzeugung alternieren
ladungen geliefert zu haben. Die erste dieser Meth
ruht auf der Beobachtung der Ablenkung, welche die l
Entladung in einer GEISSLERschen Röhre durch ein
feld erleidet [3]). Der Sinn der Ablenkung entschei
die Richtung des Stromes. Bei kontinuierlicher Entlad
sich eine konstante, einseitige Ablenkung des Lichtba
alternierender Entladung wird das Lichtband in zwei hell
gespalten, welche nach entgegengesetzten Seiten abgelenk

Bei der zweiten Methode [4]) macht er von der dama
bekannten Tatsache Anwendung, daß eine Stahlnadel i
einer Magnetisierungsspirale, durch welche der Entladu
einer Leidener Flaschenbatterie hindurchgeführt wird, se
eine „anomale“ Magnetisierung zeigt, d. h. daß sie in
gesetztem Sinne magnetisiert ist, als man nach der Rich
Entladungsstromes erwarten sollte. PAALZOW konnte nu
daß man in diesen Fällen stets durch Klopfen der N
Annäherung an den „normalen“ Magnetisierungszustand
kann. Diese Erscheinung führt er mit Recht auf die
der alternierenden Entladungen zurück. Jede folgen
schwingung erteilt der Nadel eine Magnetisierung in
gesetztem Sinne und von geringerer Stärke wie die vorau
Das Vorzeichen der letzten Halbschwingung, bei wel
Funke abreißt, entscheidet über den Sinn der Magnetisi
äußersten Schicht, welcher nach der Entladung zunächst b
wird. Durch Klopfen der Nadel wird der Durchschnitt
Magnetisierung und damit eine gewisse Annäherung an
malen magnetischen Zustand, welcher einer kontinuierli
ladung entsprechen würde, herbeigeführt.

Eine dritte Methode zum Nachweis der oszillieren
ladung [5]) gründete PAALZOW auf die Beobachtung, daß
Übergange kontinuierlicher elektrischer Funken zwische
Platindrähten die Kathode sich bedeutend stärker erw
die Anode und ins Glühen gerät, während die Anod
bleibt. Sobald durch Einschalten einer Leidener Flasc
nierende Entladungen erzeugt werden, glühen beide El
Ohne Zweifel haben diese interessanten Untersuchungen

tragen, über das Wesen der alternierenden elektrischen Ent-
gen Licht zu verbreiten, eines Phänomens, welches 30 Jahre
r durch die Entdeckungen von HEINRICH HERTZ eine so
theoretische und praktische Bedeutung erlangt hat.
Neben diesen Arbeiten über elektrische Oszillationen waren
esonders Untersuchungen über die elektrische[6]) und ther-
e[7]) Leitfähigkeit der Flüssigkeiten, mit welchen sich PAALZOW
eser fruchtbarsten Epoche seines Lebens beschäftigte.
Das Gesetz von WIEDEMANN und FRANZ liefert eine einfache
hung zwischen dem Leitvermögen der Metalle für Wärme
Elektrizität. PAALZOW legte sich die Frage vor, ob ähnliche
hungen auch bei den Elektrolyten vorhanden seien. Zur
ung der thermischen Leitfähigkeit von Flüssigkeiten erwies
die DESPRETZsche Methode als ausreichend. Weniger einfach
es, einigermaßen zuverlässige Werte für die elektrische Leit-
keit von Elektrolyten zu erhalten. BEETZ hatte zuerst ge-
daß man die wesentlichste Fehlerquelle, welche bei der-
en Messungen auftritt, die Polarisation, in einzelnen Fällen
Anwendung sogenannter unpolarisierbarer Elektroden fast
vermeiden kann, doch blieb die Anwendbarkeit seiner
ode auf wenige Substanzen beschränkt. PAALZOW erweiterte
BEETZsche Methode in sehr sinnreicher Weise derart, daß er
Hilfe derselben das Leitvermögen beliebiger Elektrolyte messen
te, ohne durch die Polarisation erheblich gestört zu werden.
Resultat seiner Untersuchungen ergab sich die Tatsache, daß
hen den thermischen und elektrischen Leitvermögen der
rolyte keinerlei Zusammenhang besteht, ein Ergebnis, welches
dazu beigetragen hat, unsere heutigen Anschauungen auf
m Gebiet zu formen.
Ich übergehe eine Anzahl kleinerer Untersuchungen[8]), welche
in diese Epoche fallen, und wende mich wiederum zu den
ren Lebensschicksalen unseres Freundes. Im Jahre 1873 er-
PAALZOW einen Ruf als Professor der Physik an die Ge-
eakademie zu Berlin. Es fiel ihm nicht leicht, die ihm lieb
rdene Lehrstelle an der Artillerieschule zu verlassen; aber
Aussicht auf eine bedeutende Erweiterung seiner Lehrtätig-
und die Verfügung über ein immerhin besser ausgestattetes
ikalisches Kabinett überwand alle Bedenken, und im April

1873 erfolgte seine Übersiedelung an die neue Stätte sein
keit. Für unsere heutigen Begriffe war freilich auch d
kalische Kabinett der alten Gewerbeakademie in der Klos
nicht das Ideal eines gut eingerichteten Laboratoriu
PAALZOW verstand es, seine Bedürfnisse den erreichbare
anzupassen, und er hat 11 Jahre darin als Forscher un
zufrieden und erfolgreich gearbeitet.

Wenige Jahre nachdem PAALZOW an die Gewerbe
übergesiedelt war, erhielt er einen Ruf als Lehrer der P
die Königliche Kriegsakademie, und zwar als Nachfo
DOVE. Er hat diese Stellung von 1877 bis 1900 im N
bekleidet und aus derselben mancherlei Anregung geschö
kleinere Untersuchungen, die eine ballistischen Inh
andere betitelt: „Über ein neues Volumenometer [10])“, v
ihre Entstehung gewissen Aufgaben, welche ihm durch sei
tätigkeit an der Kriegsakademie erwachsen sind. Von
Publikationen aus jener Zeit verdient wohl vor and
hübsche Untersuchung über die elektromotorische K
Flüssigkeitsketten Erwähnung [11]). Diese Arbeit enthält
wichtige Resultat, daß die Potentialdifferenz zweier ar
grenzender Flüssigkeiten unabhängig ist von der Sch
Grenzfläche, d. h., daß die elektromotorische Kraft einer
keitskette dieselbe bleibt, wenn man die scharfe Gre
durch Umrühren zerstört. Eine andere experimentell
PAALZOWS, an welcher er damals teils allein [9]), teils in Gem
mit H. W. VOGEL arbeitete, hatte das Spektrum des reine
stoffs zum Gegenstand [12]).

Die im Jahre 1879 im Prinzip beschlossene Vereini
Bauakademie und der Gewerbeakademie zu einer einh
Technischen Hochschule gab endlich PAALZOW die längst
Gelegenheit, in dem großartig angelegten neuen Hochschu
in Charlottenburg ein seinen Wünschen entsprechendes
physikalisches Laboratorium einzurichten, welches im Ja
von ihm dem Betrieb übergeben wurde. Hier war es
schieden, an der mächtig emporblühenden Technischen Ho
noch während eines Zeitraumes von 20 Jahren eine gro
tätigkeit zu entfalten, gegen welche freilich in den letzt
zehnten seine publizistische Tätigkeit sehr in den Hin

en ist. In dieser Zeit haben Tausende von Studierenden bei
:ow die Experimentalphysik gehört, und viele von ihnen, zu
auch ich mich rechnen darf, haben sich an der klaren
ellung und der plastischen Form erfreut, welche er seinen
ken zu geben wußte. Seine Vorträge erhielten auch dadurch
sonders anregendes Gepräge, daß er es meisterhaft verstand,
nsten Materie bisweilen eine humoristische Seite abzugewinnen.
deutlicher dokumentierte sich diese humoristische Ader im
atoriumsunterricht. Er verfügte über einen stattlichen Vor-
on scherzhaften Redewendungen, so z. B. pflegte er nach
ärung eines unrichtig vorausgesagten oder unerwarteten Ver-
rgebnisses regelmäßig zu bemerken, daß die Apparate doch
seien als die Menschen.

einen Lehrberuf hat PAALZOW bis zu dem vollendeten
bensjahre ausgeübt; in den letzten acht Jahren seiner Lehr-
eit habe ich ihm in demselben Laboratorium als nächster
e mit gleichem Lehrauftrag zur Seite stehen dürfen. Mehr
dere hatte ich dadurch Gelegenheit, sein liebenswürdiges
ell, seine Herzensgüte und sein freies, aufrechtes Wesen
n und schätzen zu lernen.

AALZOWS erste Untersuchung, welche aus dem neuen Char-
burger Institut hervorging, beschäftigt sich mit der Aus-
g einer für die Praxis bequemen Methode zur Messung
r Widerstände[13]). Im folgenden Jahre erschien eine kleine
über die Anwendung des bolometrischen Prinzips auf elek-
e Messungen, das Ergebnis einiger Versuche, welche wir ge-
chaftlich angestellt hatten, um schwache Wechselströme bzw.
ische Schwingungen durch Beobachtung ihrer Stromwärme
ssen[14]). Aus demselben Jahre stammt auch die Beschreibung
sehr praktischen Apparats für die Vorlesung, welchen er in
inschaft mit Herrn NEESEN konstruiert hatte, um die rollende
gleitende Reibung in einzelnen technisch wichtigen Fällen
nstrieren zu können[15]).

Nach seinem 70. Jahre hat PAALZOW, entsprechend seinem
Alter, welches der Produktivität niemals günstig ist, nur
wenig veröffentlicht. Immerhin finden wir auch aus dieser
n Lebensepoche noch einige Abhandlungen über den Durch-
der Elektrizität durch Gase[16]) und über den Einfluß

des Magnetfeldes auf diese Vorgänge[17]), Untersuchunge
er in Gemeinschaft mit seinem Freunde NEESEN a
hat. Diese letzten Veröffentlichungen liegen uns zeitlich
daß ich den Inhalt derselben wohl als bekannt vorausse

Endlich ist noch eine kurze und sehr anziehend ges
Helmholtzbiographie zu erwähnen, welche der nahezu
für ein größeres biographisches Sammelwerk verfaßt
dieser Biographie haben auch die Herren PLANCK und M
gearbeitet.

An wissenschaftlichen Ehrungen hat es unserem ver
Freunde nicht gefehlt. Besonders erwähnen möchte ich
seine Ernennung zum Mitglied des Kuratoriums de
kalisch-Technischen Reichsanstalt, ein Ehrenamt, welche
stets mit größtem Eifer und Interesse gewidmet hat, u
die Verleihung des Doctor Ingenieur ehrenhalber von
Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Obwohl sich die Beschwerden des Alters mehr u
fühlbar machten, ist PAALZOW dennoch der Entschluß,
liebten Lehramte zu entsagen, sehr schwer geworden.
nach seiner Versetzung in den Ruhestand noch zwei
einigermaßen leidlicher Gesundheit zugebracht und noc
Freude genossen, die ihm aus dem Kreise seiner ihn
haupt verehrenden Familie und seiner zahlreichen Fre
wachsen ist. Nur die letzten Monate seines Lebens w
ihn qualvoll. Ein allmählicher Verfall der Kräfte trat
sein altes Darmleiden bereitete ihm viele Beschwerden u
Schmerzen, von welchen er am 2. Januar endlich durch
erlöst worden ist.

PAALZOW ist, wie er selbst mehreren seiner Freunde
hat, infolge einer unglücklichen Liebe aus frühen T
vermählt geblieben. Dennoch hat er im Kreise seiner za
Geschwister, und seiner Nichten und Neffen ein inniges
leben geführt. Auch war ihm von Anfang an das G
schieden, treue Freunde zu besitzen, und derartige Freun
haben sich in mehreren Familien von einer Generation
andere vererbt. Er ist daher, wenn auch Junggeselle, so
einsamer Mann gewesen, und die Eigentümlichkeiten so
alter Junggesellen haben sich bei ihm nicht bemerkbar

PAALZOWS hervorragendster Charakterzug war die Aufrichtigkeit. Schlicht und gerade hat er sich stets und gegen jedermann so geäußert, wie es ihm ums Herz war, ohne Zögern und Bedenken, bisweilen sogar ohne Rücksichtnahme auf berechtigte Gefühle anderer. Dies hat ihm manche Feindschaft zugezogen, aber auch viel Anerkennung und warme Freundschaft eingebracht. Heuchelei war ihm vor allem verhaßt. Wie streng er gegen sich selbst in dieser Beziehung gewesen ist, geht wohl am deutlichsten aus der Größe der Opfer hervor, welche er zu bringen genötigt war, um den ihm aufgezwungenen, theologischen Beruf gegen das seinem Geist adäquate naturwissenschaftliche Studium zu vertauschen. Die Anforderungen, welche er nach dieser Richtung an sich und andere stellte, waren sehr hohe; in jeder anderen Beziehung war er milde und leicht geneigt, menschliche Schwächen zu verzeihen. Besonders deutlich trat dieser Zug freundlicher Anerkennung und milder Beurteilung in seinem Verkehr mit der Jugend hervor, zu welcher er sich bis in sein höchstes Alter auf das lebhafteste hingezogen fühlte. Diesen Empfindungen hat er in jener Tischrede besonders schönen Ausdruck verliehen, welche er bei der Feier seines 80. Geburtstages gehalten hat, und welche vielen von uns noch lange in Erinnerung bleiben wird.

Die beiden Seiten der Veranlagung, welche dem Forscher den Erfolg produktiver Arbeit in erster Linie verbürgen, nämlich Kritik und Phantasie, besaß PAALZOW in sehr ungleichem Grade. Die Kritik war und blieb bei ihm durchaus vorherrschend. Nach seiner eigenen Aussage hat ihn nie ein Lob so stolz gemacht, wie eine Äußerung seines alten Lehrers EHRENBERG, welcher ihn einen nüchternen Naturforscher nannte. Nüchternheit, auch gegenüber den glänzendsten und bestechendsten Theorien, war ihm die höchste Tugend des Physikers. Daß er hierin bisweilen zu weit ging und besonders den modernen Anschauungen ein oft nicht berechtigtes Mißtrauen entgegenbrachte, muß zugegeben werden. Aber ohne Zweifel hat die Schärfe seiner Kritik im ganzen betrachtet Gutes gewirkt, wie aus seinen Arbeiten hervorgeht.

Unserer Gesellschaft hat PAALZOW ununterbrochen von 1852 bis zu seinem Tode, also 56 Jahre, als Mitglied angehört. An den Fortschritten der Physik hat er 9 Jahre mitgearbeitet. In

den ersten Jahrzehnten seiner Mitgliedschaft war er
mäßiger Teilnehmer an unseren Sitzungen, in den letzten
aber ist er nur äußerst selten erschienen. Daß trot
Interesse für unsere Gesellschaft nicht geschwunden
aus der Regelmäßigkeit hervor, mit welcher er unse
schaftlichen Berichte gelesen und unsere Stiftungsfes
hat. Bei diesen Stiftungsfesten ist PAALZOWS fröhlich
selliges Wesen am lebhaftesten in die Erscheinung getr
hat ihn die Mehrzahl unserer jüngeren Mitglieder no
gelernt, hier haben wir alle uns an der unverwüstliche
freude und dem gesunden Humor des 80jährigen erfri

Durch ADOLF PAALZOWS Tod verliert die ph
Wissenschaft einen ehrlichen Arbeiter und unermüdlic
heitssucher, unsere Gesellschaft ihren hochverehrten S
einige von uns, zu denen auch ich mich zählen darf, ei
Kollegen und treuen Freund.

Verzeichnis der erwähnten wissenschaftli
Veröffentlichungen **A. Paalzows.**

---

[1]) Berliner Berichte 1857.

[2]) Pogg. Ann. 104, 413, 1857.

[3]) **Über die verschiedenen Arten der Entladung de**
Batterie und die Richtung des Haupt- und sekundär
stromes. Berl. Ber. 1860, S. 497; Pogg. Ann. 112, 567, 1861.

[4]) **Über die Magnetisierung der Stahlnadeln durch**
der Leidener Batterie. Berl. Ber. 1862, S. 154; Pogg. Ann. 11

[5]) **Über die Glüherscheinungen am positiven oder**
Pol einer Leidener Batterie. Pogg. Ann. 118, 357, 1863.

[6]) **Der galvanische Widerstand der Flüssigkeiten.**
1868, S. 486; Pogg. Ann. 136, 1869.

[7]) **Über das Leitvermögen einiger Flüssigkeiten fü**
Pogg. Ann. 134, 618, 1868.

) **Untersuchung über die Wärme des elektrischen Funkens.** Ber. 1865, S. 563; Pogg. Ann. **127**, 126, 1866. — **Bestimmung der romotorischen Kraft der Polarisation und des Widerstandes lossener galvanischer Ketten mit Hilfe der Wheatstoneschen** e. Pogg. Ann. **135**, 326, 1868.
) Wied. Ann. **7**, 130, 1878 und Naturforscher **12**, 63, 1878.
) Wied. Ann. **13**, 332, 1881.
) Pogg. Ann. Jubelband, S. 643, 1874.
) A. Paalzow und H. W. Vogel, **Über das Sauerstoffspektrum.** Ann. **13**, 336, 1881.
) **Bestimmung des elektrischen Leitungswiderstandes der ldrähte.** Zentralbl. Elektrotechnik 1888, S. 882. Lum. électr. **31**, 30.
) A. Paalzow und H. Rubens. Wied. Ann. **37**, 529, 1889.
) A. Paalzow und F. Neesen, ZS. für d. physikal. u. chem. Unter-. 122, 1889.
) A. Paalzow und F. Neesen, Wied. Ann. **56**, 276 u. 700, 1895.
) A. Paalzow und F. Neesen, Wied. Ann. **63**, 209, 1897.

Das Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke schiedenen Entladespannungen und Kopp

von Br. Glatzel.

(Vorläufige Mitteilung[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)

(Vgl. oben S. 421.)

In einer früheren Arbeit[2]) habe ich Versuche mitg die Stoßerregung eines Schwingungskreises mittels d silberfunkenstrecke, deren Anwendung für diesen Zw von R. H. RENDAHL[3]) in dem D. R.-P. Nr. 198592 vom 1907 beschrieben ist. Ich erhielt in dem vom Prin erregten sekundären Schwingungskreise II nie zwei K wellen wie bei Verwendung einer Luftfunkenstrecke, so nur eine einzige Welle entsprechend der Eigenperiode des Es lag nun nahe, zu untersuchen, ob man nicht unter Verhältnissen auch bei einer Quecksilberfunkenstrecke i ebenso wie bei der Luftfunkenstrecke statt der Eigenwe beiden Partialwellen erhalten kann. Möglich mußte sein, wenn entweder die Trägheit der Quecksilberfun vergrößert oder aber dafür gesorgt wurde, daß die Ener nach dem Kreise I zurückströmen will, sich durch e zündung der Funkenstrecke gewaltsam ihren Weg bahn

Die Versuche wurden zunächst an Funkenstre genommen, bei welchen das Vakuum niedriger war a früher verwendeten. Hierbei zeigte sich dann, daß bei $k = 0{,}133$ bereits zwei Wellen auftreten und auch der engsten Koppelung $k = 0{,}298$ bestehen bleiben.

Fig. 1 und 2 stellen die bei den verschiedenen Ko in den Kreisen I und II mittels eines Meßkreises III aufge Resonanzkurven dar.

---

[1]) Die ausführliche Mitteilung erscheint demnächst in den
[2]) BR. GLATZEL, Diese Verhandl. 10, 54, 1908.
[3]) R. H. RENDAHL, Phys. ZS. 9, 203, 1908.

Ich beobachtete nun verschiedentlich, daß, wenn die Funkenstrecke einige Zeit außer Betrieb gewesen war und dann wieder eingeschaltet wurde, bei derselben engen Koppelung bald die beiden obenerwähnten Maxima der Partialwellen, bald aber auch nur eine einzige Hauptwelle sich zeigte. Bisweilen kam es auch vor, daß während des Betriebes die zwei Partialwellen in die Hauptwelle umsprangen. Da es nun möglich war, daß infolge des geringeren Vakuums eine größere Trägheit der Funkenstrecke vorhanden war, welche das Auftreten der Schwebungen ermöglichte, andererseits aber auch durch die zurückkehrende Energie

Fig. 1.

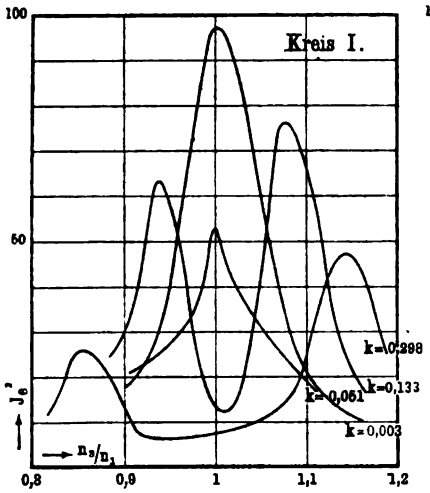
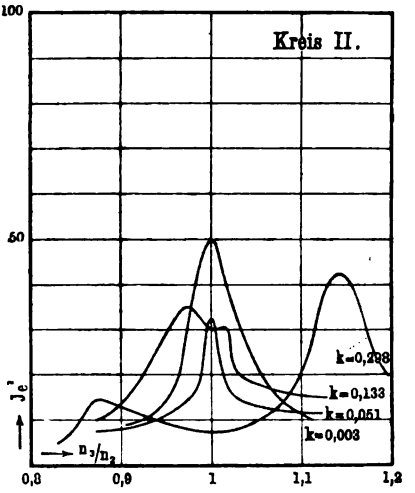


Fig. 2.



eine Rückzündung erfolgen konnte, so verfuhr ich zur Entscheidung dieser Frage folgendermaßen: Ich benutzte eine Quecksilberfunkenstrecke, welche mit Außenbelegungen zur Änderung des Entladepotentials versehen war[1]). Zum Betriebe diente ein großer Wechselstrominduktor. Die Spannung an der Funkenstrecke wurde mit einem Braunschen Elektrometer gemessen. Dieses mißt natürlich nur irgend einen Mittelwert der Spannung, welcher von der Aufladezeit der Kapazität des Schwingungskreises und der Dauer der Oszillationen in der Funkenstrecke abhängt. Man kann daher auch auf den absoluten Wert der Einsatzspannung

[1]) Br. Glatzel, l. c., S. 64.

der Quecksilberfunkenstrecke keinen Schluß ziehen. genügen die gemessenen Werte für einen relativen Ver er im vorliegenden Falle lediglich erforderlich war.

Waren die Belegungen offen, so erhielt ich Spann etwa 3000 Volt, bei Verbindung der Elektroden mit de gehörigen Belegungen etwa 1000 Volt Entladespannung. Fällen konnte man das Vakuum als nahezu konstant Es zeigte sich nun, daß unter sonst gleichbleibende nissen und einer Koppelung $k = 0{,}298$ die Erniedr Zündspannung das Auftreten der zwei Partialwellen hatte, während bereits bei 2000 bis 3000 Volt nur ein beobachten war.

Auf Grund dieser Versuche möchte ich als Ursac Auftreten der zwei Partialwellen auch bei der Quecksil strecke eine Rückzündung durch die aus dem Kreise strömende Energie bei enger Koppelung annehmen. gültigen Entscheidung dieser Frage beabsichtige ich je einige Versuche mittels der BRAUNschen Röhre durch der Charakteristik $E = f(J)$ für den Schwingungskr von SIMON[1]) und BARKHAUSEN[2]) zur Untersuchung de nisse am POULSENschen Lichtbogen angegebenen We nehmen.

Die gleichen Versuche wie oben stellte ich auch Gleichstrominduktor und Hammerunterbrecher an Wechselstrominduktors an. Das Elektrometer zeigte folge des ganz abweichenden Verlaufs der Stromkur Sekundärwickelung des Induktors gegenüber derjeni Wechselstrominduktor vollkommen andere Werte an, dürfen daher mit den oben angegebenen nicht verglich Es ergab sich hier, daß bei der engen Koppelung noch vom Elektrometer angezeigten Spannung von 5000 bis die zwei Partialwellen auftraten. Die Belegungen wa auf entgegengesetzte Potentiale aufgeladen. Bei of legungen genügte die Spannung des Induktors nicht die Funkenstrecke in Tätigkeit zu setzen.

---

[1]) H. TH. SIMON, Phys. ZS. 6, 305, 1905.
[2]) H. BARKHAUSEN, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 243, 1908.

Ich möchte ferner einige Messungen mitteilen, welche sich die Abhängigkeit der Dämpfung der Quecksilberfunkenstrecke der Koppelung beziehen und welche die Resultate der früheren rsuchungen ebenfalls bestätigen. Die Größe des Koppelungs-izienten k wurde dabei wie folgt bestimmt.

Bestimmung der Koppelungskoeffizienten.

Der Koppelungskoeffizient zweier Schwingungskreise ist defi- als

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

$_1$ und L_2 die gesamte Selbstinduktion der gekoppelten Kreise I II, M den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der beiden elungsspulen bedeutet. Die Größe des Koppelungskoeffi-en kann verändert werden, 1. dadurch, daß M geändert wird, n bei induktiver Koppelung der Schwingungskreise I und II hiedene Abstände a der beiden Koppelungsspulen gewählt en; 2. dadurch, daß die Selbstinduktionen L_1 und L_2 der e I und II geändert werden. Beide Wege wurden ein-lagen, um sehr kleine und sehr große Koppelungskoeffizienten rreichen. Zur Berechnung der verschiedenen k mußten also eweiligen Werte von L_1, L_2 und M gemessen werden. Da n den Kreisen I und II verwendeten Kapazitäten genau be-t waren und überdies ein geeichter Wellenmesser zur Ver-ng stand, so konnten die jeweiligen Selbstinduktionen durch ung der Wellenlänge λ ermittelt werden, und zwar nach der ISONschen Formel

$$L = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 C}.$$

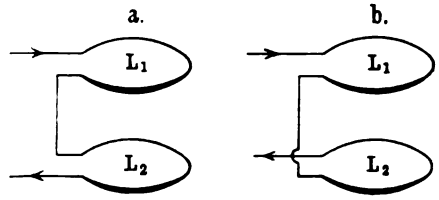
Die Bestimmung von M für verschiedene Koppelungsspulen verschiedene Abstände a wurde nach zwei Methoden aus-art: 1. mit schnellen Schwingungen unter Verwendung des enmessers, 2. mit der von DOLEZALEK[1]) angegebenen Brücke Messung kleiner Selbstinduktionen. Bei den verwendeten ge-ssenen Schwingungskreisen war in den Selbstinduktionsspulen Stromverteilung als quasistationär ebenso wie in der Brücken-

[1]) DOLEZALEK, ZS. f. Instrk. 23, 240, 1903.

anordnung anzunehmen, jedoch mußten die Ergebnisse Meßmethoden infolge des Skineffekts etwas verschiedene F ergeben.

Zur Ermittelung von M waren zwei Messungen vor induktionskoeffizienten erforderlich[1]): a) wenn beide Kop spulen so hintereinander geschaltet waren, daß sie in de Sinne wirkten, b) wenn sie einander entgegenwirkten (Fi

Fig. 3.



Ist die Gesamtselbstinduktion beider hintereinan schalteter Spulen L_1 und L_2 im Falle a) L_a, im Falle b) L

$$L_a = L_1 + L_2 + 2M, \quad L_b = L_1 + L_2 - 2M,$$

woraus folgt

$$M = \tfrac{1}{4}(L_a - L_b)$$

und für Kontrollrechnungen

$$L_1 + L_2 + \tfrac{1}{2}(L_a + L_b).$$

Die Messungen von L_a und L_b wurden für ein F Koppelungsspulen L_2 und L_3 mit 2 bzw. 3 Windungen die Abstände $a = 25, 20, 15, 10, 5, 2{,}5$ cm ausgeführt. Unterschiede zwischen L_a und L_b, besonders für größere A sehr gering sind, nur wenige Zentimeter, so mußte zur eine möglichst genaue Methode angewendet werden, welc mit Sicherheit Beträge bis herunter zu 1 cm zu messen Eine hierfür geeignete Methode habe ich früher[2]) angegeb Zweck derselben war, durch Differentialschaltung zweier gungskreise die stets vorhandene Inkonstanz der Schwi für die Messung selbst auszuschalten und dadurch eine Genauigkeit zu erreichen. Die Genauigkeit dieser R methode ist natürlich um so größer, je geringere Dämp

[1]) Kohlrausch, Lehrb. d. pr. Physik, 10. Aufl., S. 510, 1905.
[2]) Br. Glatzel, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 150—159, 1907.

ndeten Schwingungskreise haben. Ich benutzte daher eine über der früheren etwas abgeänderte Schaltung (Fig. 4), bei er unter Zwischenschaltung des Kreises I a zwei Schwingungs- ohne Funkenstrecke für die eigentliche Messung benutzt n, so daß die Gesamtdämpfung der Meßanordnung eine eringe war; auch die vereinfachte Schaltung (Fig. 4 a) fand ndung.

m genügend Energie zur Verfügung zu haben, wurde im I eine kleine Quecksilberfunkenstrecke verwendet. C_2 war roßer variabler Ölkondensator, C_3 der Luftkondensator des

Fig. 4.

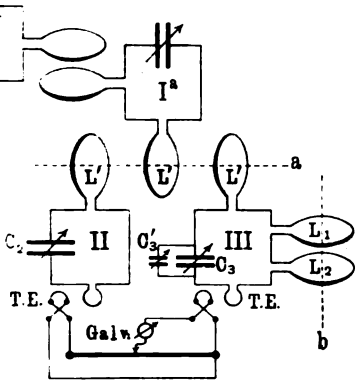
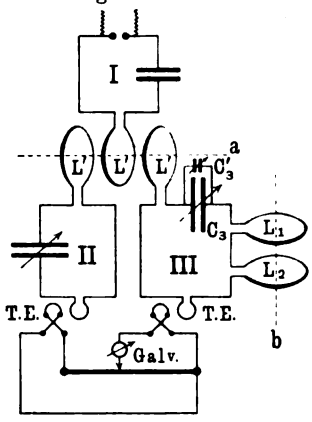


Fig. 4 a.



nmessers. Da letzterer aber für diesen Zweck keine aus- nde Unterteilung besaß, so wurde zu C_3 noch ein kleiner ondensator C_3' parallel geschaltet, dessen Gesamtkapazität — 10° am großen Kondensator entsprach; 1° Änderung ondensator C_3' bedeutete dann 0,56 cm. L_1 und L_2 sind die Selbstinduktionsspulen, deren gegenseitige Induktion be- t werden sollte, L' die Koppelungsspulen des Kreises I^a en Kreisen II und III. Um lediglich die Rückwirkung der Spulen L_1 und L_2 aufeinander zu erhalten, mußte genau f geachtet werden, daß deren Achsenrichtung $b - b$ nicht enen anderer Spulen, z. B. $a - a$, zusammenfiel. Die Spulen nd L_2 waren daher so angeordnet, daß ihre Windungs- n von keinen anderen Kraftlinien durchsetzt wurden. Sämt-

liche Leitungen in den Kreisen II und III waren soweit
lich fest verlegt, so daß wenigstens während einer Messun
Lagenänderung an ihnen ausgeschlossen war. Es wurde
einer bestimmten Wellenlänge λ gearbeitet und die
Einstellungen an den Kondensatoren C_3 und C_3' für
schiedenen Schaltungen und Entfernungen von L_1 un
mittelt. Aus diesen Werten von C und der Wellenlän
sich die jeweilige Gesamtselbstinduktion des Kreises III.
Werte von L_a und L_b selbst zu finden, war noch ei
Doppelmessung erforderlich, bei welcher die Spulen L
durch Kurzschlußstöpsel ersetzt waren. L_a und L_b ergaben
als Differenz der aus beiden Doppelmessungen folgend
induktionen. Aus L_a und L_b wiederum berechnete sich
die Genauigkeit der Messung zu prüfen, wurden stets
und L_2 ermittelt.

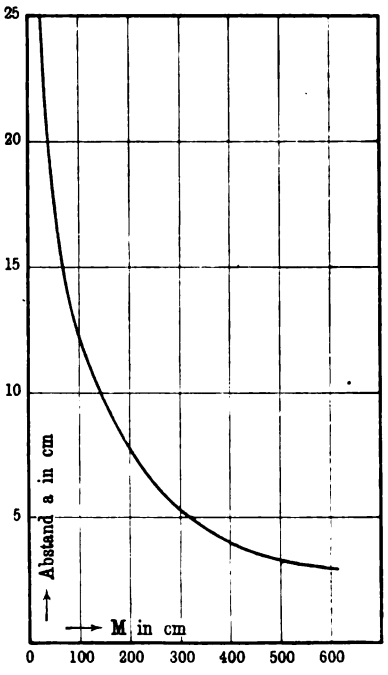
In analoger Weise wurden L_a und L_b mit der D
schen Wechselstrombrücke gemessen. Mit dieser konnt
lich nicht so kleine Unterschiede mehr gemessen werden
der Resonanzmethode. Immerhin erhielt ich noch für
stände $a = 10,\ 5,\ 2{,}5$ cm gute Resultate. Die Werte
Abstand $a = 2{,}5$ cm weichen voneinander stärker ab,
Änderungen im Abstande beider Spulen schon beträchtli
rungen von M zur Folge hatten, es aber andererseits a
möglich war, den sehr kleinen Abstand a stets gleich ei
Aus diesem Grunde war die Übereinstimmung der M-
$a = 2{,}5$ cm keine so gute wie für die übrigen Abstände
diesen ein Einstellungsfehler im Abstande nicht so seh
wicht fiel.

Tabelle 1. Spulenpaar $L_2 - L_3$.

a mm	M (Resonanz)	$L_1 + L_2$ (Resonanz)	M (Dolezale
250	19,5 cm	3889 cm	—
200	49	3850	—
150	69,6	3853	46 cm
100	143	3857	107
50	319	3878	316
25	610	3919	578

Die vorstehende Tabelle 1, sowie die Kurve (Fig. 5) ent- eine Zusammenstellung der Messungsergebnisse nach den angewandten Verfahren die Spulenpaare $L_2 - L_3$. Bei engen Koppelungen en die Koppelungskoeffi- n auch aus den bei Luft- nstrecken auftretenden Partialwellen bestimmt n[1]), jedoch zeigte sich, iese so ermittelten Koppe- koeffizienten um etwa 5 Proz. von den berechneten hen.

Fig. 5.



ngigkeit der Dämpfung Hg-Funkenstrecke von der Koppelung.

Nach dem früher darge- Verhalten der Hg-Fun- recke muß ihre Dämpfung damit auch die des es I mit zunehmender gieentziehung und stei- er Koppelung zunehmen. wurde in der Weise untersucht, daß bei den verschiedenen elungen der Kreise I und II mittels des Meßkreises III die ige Dämpfung des Kreises I ermittelt wurde. Von der ge- enen Dämpfung $\delta_1 + \delta_3$ wurde dann die Eigendämpfung δ_3 Wellenmesserkreises III abgezogen. Letztere war für die drei endeten Ringe L_3, L_6, L_9 dadurch bestimmt worden, daß das ement des Kreises III durch Einschalten eines bekannten schen Widerstandes um einen meßbaren Betrag vergrößert e. Es ergab sich dabei die Eigendämpfung δ_3 für

$$L_3 : 0{,}0032, \quad L_6 : 0{,}028, \quad L_9 : 0{,}056.$$

[1]) S. a. Tabelle XX, S. 1012, J. Zenneck, Elektromagnetische Schwin- en.

In Tabelle 2 sind die bei den verschiedenen Koppelu
mittelten Werte der Dämpfung des Kreises I zusammeng

Tabelle 2.

$k = 0{,}003$	0,013	0,022	0,051	0,133
$\delta_1 = 0{,}36$	0,37	0,40	0,52	0,53

δ_1 zeigt also die erwartete Zunahme mit steigender Ko

Berlin, Laboratorium Dr. Micke, Juni 1908.

Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe;

von E. Jacobs,
Bibliothekar bei der Königlichen Bibliothek in Berlin.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)
(Vgl. S. 421.)

Die Luftpumpe OTTO VON GUERICKES, die sich im Besitz des kalischen Instituts der Universität Berlin befindet und nun- an das Deutsche Museum in München abgegeben wird, ge- bis in die Mitte des Jahres 1889 der Königlichen Bibliothek erlin. Wann ist diese Luftpumpe dorthin gekommen? Die ort auf diese für die Feststellung der Echtheit wichtige Frage isher nur in unzureichender Weise gegeben worden.

In seinem Bericht über den historischen Teil der internationalen tellung wissenschaftlicher Apparate in London im Jahre 1876[1]) te E. GERLAND nachzuweisen, daß die Luftpumpe sich 1687 nicht in der Königlichen Bibliothek befunden habe; er schloß aus dem Schweigen des damaligen Bibliothekars, CHRISTOPH DREICH, über sie in seiner 1687 erschienenen Notitia von der ürstlichen Bibliothek[2]). Die früheste Erwähnung der Luft- pe fand GERLAND in einem Briefe des Bibliothekars MATURIN SSIÈRE LA CROZE vom 1. Juli 1715[3]). Bei diesem Resultat GERLANDS Nachforschungen mußte aus Mangel an früheren gnissen noch 1902 F. POSKE stehen bleiben[4]).

Dem gegenüber kann ich heute, einer Anregung des Herrn H REGENER folgend, feststellen, daß sich die Luftpumpe OTTO

---

[1]) Bericht über die wissenschaftlichen Apparate auf der Londoner inter- nalen Ausstellung im Jahre 1876... Herausgegeben von A. W. HOFMANN. nschweig 1881, S. 36.

[2]) Notitia bibliothecae, quam serenissimus ac potentissimus princeps ominus, dominus Fridericus Guilielmus, Marchio et Elector Branden- icus etc., in aula sua Coloniae ad Spream fundavit. Berolini 1687. 4°.

[3]) Wieder abgedruckt im: Thesaurus epistolicus Lacrozianus, t. III, —73.

[4]) Zum Gedächtnis OTTO VON GUERICKES in: Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 1902.

VON GUERICKES bereits im Jahre 1668 in der Kurfürs
Bibliothek befunden hat.

Seit dem Jahre 1661 war die Kurfürstliche Bibliot
einem geräumigen Saale im ersten Stockwerk des im Lus
gelegenen Seitengebäudes des Kurfürstlichen Schlosses üb
Hofapotheke untergebracht. In einem besonderen gewölbten
neben diesem Saale erhielten die Handschriften und einig
täten und Kuriositäten ihren Platz. In dem ältesten, hand
lichen in der Königlichen Bibliothek erhaltenen Katalog[1]
Handschriften und Raritäten, den der Bibliothekar CH
RAUE verfaßt hat — er trägt auf dem Titelblatt die Jal
1668 —, heißt es, S. 144, wörtlich:

> Was im IV Theill des hintersten Conclavis nem
> dem Risco B zu befinden ...

Dazu steht am Rande von der Hand HENDREICHS:

> NB. Diese Naturalia seind A. 1680 auff die Kunst
> gebracht worden.

RAUE zählt dann auf:

> Das II Fach 1. Ottonis a Gericken Co(n)s(ulis)
> b(urgensis) Duo[2]) Hemisphaeria cuprea conjunge
> extrahendum aërem[3]).

Dazu bemerkt HENDREICH am Rande:

> ist bey der Bibliothec geblieben[4]).

Daraus, daß RAUE nur die beiden Halbkugeln erwäl
übrigen Teile aber nicht[5]), darf ein Schluß auf das Fehle
übrigen Teile nicht gezogen werden. RAUE hatte, abgesehe
daß er notorisch oberflächlich gearbeitet hat, wohl schwerl
Ahnung davon, wie er die anderen Teile benennen sollte,

---

[1]) Catalogus Mssrum Bibliothecae Electoralis Brandenb. Colonie
M. DC. LXVIII. fol. In der Handschriftenabteilung der Königlichen B
aufbewahrt unter der Signatur: Ms. Catal. A. 465.

[2]) Es steht da: Dno, darüber ist uo korrigiert.

[3]) Hierauf folgt noch das Wort: apertum, ist aber ausgestrich

[4]) RAUES Katalog nebst HENDREICHS Randbemerkungen war d
für FRIEDRICH WILKENS Notiz in seiner Geschichte der Königlichen B
zu Berlin, Berlin 1826, S. 14. Hätte WILKEN diese Quelle besse
oder wenigstens genannt, so wäre man über die Zeit, wann GUERICI
pumpe nach Berlin gekommen, nicht jahrzehntelang im Dunkeln

[5]) Der noch erhaltene GUERICKEsche Apparat besteht aus de
Halbkugeln und der Luftpumpe.

ie denn einfach weg. Der Inventarisation glaubte er durch Verzeichnung der beiden Halbkugeln völlig genügt zu haben. HENDREICHS Schweigen über die Luftpumpe in seiner Notitia nicht verwundern: er hatte entweder keine Vorstellung von Wichtigkeit des Instruments oder er hat, was wahrscheinlicher dieses einzige zurückbehaltene Stück absichtlich nicht erwähnt. Vielleicht war es nicht dauernd für die Bibliothek bestimmt. Es ist in der Tat nicht einzusehen, warum man die pumpe allein bei der Bibliothek belassen hat. Ein anderer arat GUERICKES ist an die Kunstkammer abgegeben worden, nennt ihn in dem Katalog auf S. 156:

> He(rrn) Burggem(eister) OTTO VON GERICKEN Machina darin oben ein Wetter-Männichen, unten herab ein Calendarium perpetuum, Unten am Fundament eine Sphaera in plano repraesentiret.

Der Apparat scheint verschollen zu sein.

Die Ansicht also, das Berliner Exemplar von GUERICKES pumpe sei erst 1715 in der Königlichen Bibliothek nachzuen, ist falsch. Vielmehr ist dieses Exemplar bald nach den von GUERICKE vorgenommenen Verbesserungen nach Berlin ommen, jedenfalls vor dem Jahre 1668, in dem es bereits im log der Königlichen Bibliothek inventarisiert steht. Ein Bemehr, mit welcher Teilnahme der Große Kurfürst die Arbeiten RICKES verfolgte. Es ist nicht ausgeschlossen, wenn auch t zu erweisen, daß die Existenz eines Exemplars von GUERICKES esserter Luftpumpe in Berlin vor 1668 mit der vom Großen fürsten GUERICKE erteilten Bestätigungsurkunde seines ihm 9 vom Magistrat von Magdeburg erteilten Immunitätsbriefes einem Zusammenhang steht. Die Urkunde ist datiert: Cleve, 6. October 1666[1]). Vielleicht sollte sie eine Belohnung für Überweisung jenes Modells der Luftpumpe darstellen.

[1]) F. W. HOFFMANN, OTTO VON GUERICKE. Magdeburg 1874, S. 173.

Nachtrag zu der Arbeit über die Brechu und Dispersion des Heliums;

von Kurt Herrmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Juni 1908.)

(Vgl. oben S. 422.)

Kürzlich [1]) teilte ich die Ergebnisse einer Untersuch die Brechung und Dispersion des Heliums mit, wofür hellsten Linien des Quecksilbers verwendet hatte. Seite ich meine Beobachtungen auf die rote Cadmiumlinie ($\lambda =$ ausdehnen.

Eine ebenfalls inzwischen ausgeführte sorgfältige Beri meiner Skalen änderte die Werte der Brechungskoeffizien merklich, indem die höchste auftretende Differenz (zwei in der achten Dezimale betrug.

Ich benutze die Gelegenheit, durch Mitteilung einig ein Urteil über die innere Übereinstimmung meiner M zu ermöglichen. Bezüglich der Einzelheiten sei auf mein tation verwiesen. In der folgenden Tabelle bedeutet:

λ_0 die Wellenlänge, bei der beobachtet wurde, $\frac{p}{f}$ hältnis des Druckunterschiedes zur ihm entsprechenden Z übergewanderter Frangen. Unter I, II, III finden sich die e durch unmittelbare Beobachtung gefundenen $\frac{p}{f}$, dann f Mittel. $(1 + \alpha t)$ ist die Temperaturkorrektion, $n_0 - 1$ der Br koeffizient bei 0° und 760 mm für die jeweilige Wellenl 1, 2 usw. geben die Versuchsreihen an. Es folgen die R

---

[1]) Verhandl. d. Deutsch. Physik. Ges. 10, 210—216, 1908.

I. Luft.

	$\frac{p}{f}$				$1+\alpha t$	n_0-1
	I	II	III	Mittel		
			$\lambda_0 = 0{,}6438\,\mu$			
1	5,8250	5,8215	5,8333	5,8266	1,0482	0,000 293 08
2	5,8217	5,8250	5,8167	5,8211	1,0468	0,000 292 95
			$\lambda_0 = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}\mu$			
1	5,2253	5,2423	5,2340	5,2339	1,0522	0,000 294 05
2	5,2413	5,2457	5,2447	5,2439	1,0541	0,000 294 02
			$\lambda_0 = 0{,}5461\,\mu$			
1	4,9420	4,9340	4,9417	4,9392	1,0531	0,000 294 62
2	4,9593	4,9067	4,9413	4,9358	1,0529	0,000 294 67
			$\lambda_0 = 0{,}4359\,\mu$			
1	3,8967	3,8910	3,8980	3,8952	1,0526	0,000 298 01
2	3,8950	3,8907	3,8983	3,8947	1,0526	0,000 298 05

Mittel für Luft.

Linie	λ_0	n_0-1
Cd 1	0,6438	0,000 293 0
Hg	$\left.\begin{matrix}0{,}5790\\0{,}5760\end{matrix}\right\}$	0,000 294 0
Hg	0,5461	0,000 294 6
Hg	0,4359	0,000 298 0

II. Wasserstoff.

a) Bestimmung gegen Vakuum.

	$\frac{p}{f}$				$1+\alpha t$	n_0-1
	I	II	III	Mittel		
			$\lambda = 0{,}6438\,\mu$			
1	12,371	12,375	12,363	12,370	1,0473	0,000 137 93
2	12,371	12,373	12,381	12,375	1,0482	0,000 138 03
			$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}570\end{matrix}\right\}\mu$			
1	11,079	11,078	11,077	11,078	1,0526	0,000 138 98
2	11,108	11,094	11,100	11,101	1,0546	0,000 138 97

	$\frac{p}{f}$				$1+\alpha t$	
	I	II	III	Mittel		
			$\lambda = 0{,}5461\ \mu$			
1	10,451	10,462	10,450	10,454	1,0517	0
2	10,484	10,490	10,470	10,481	1,0546	0
			$\lambda = 0{,}4359\ \mu$			
1	8,2510	8,2533	8,2453	8,2499	1,0528	0
2	8,2803	8,2780	8,2783	8,2788	1,0546	0

b) Bestimmung gegen Luft.

p_h ist die Druckänderung der Luft gegen des V Zentimeter Hg, p_H die sie kompensierende des W p'_h ist eine zweite höhere, p'_H die diese ausgleiche Berechnung der Versuche durch Kompensation geschieht ersten, S. 213 angegebenen Formel.

1. $\lambda = 0{,}6438\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0483$		H $1+\alpha t = 1{,}0481$	
p'_h	44,87	p'_H	95,11
p_h	4,89	p_H	10,12
$p'_h - p_h$	39,98	$p'_H - p_H$	84,99

$n_0 - 1 = 0{,}000\,137\,79$

2. $\lambda = 0{,}6438\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0518$		H $1+\alpha t = 1{,}0528$	
p'_h	46,97	p'_H	100,09
p_h	5,04	p_H	10,89
$p'_h - p_h$	41,93	$p'_H - p_H$	89,20

$n_0 - 1 = 0{,}000\,137\,71$

1. $\lambda = \begin{matrix}0{,}597\\0{,}596\end{matrix}\Big)\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0542$		H $1+\alpha t = 1{,}0548$	
p'_h	60,86	p'_H	129,41
p_h	6,78	p_H	14,87
$p'_h - p_h$	54,08	$p'_H - p_H$	114,15

$n_0 - 1 = 0{,}000\,138\,89$

2. $\lambda = \begin{matrix}0{,}597\\0{,}596\end{matrix}\Big\} \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0538$		H $1+\alpha t = 1{,}0549$	
p'_h	55,14	p'_H	116,42
p_h	3,36	p_H	6,71
$p'_h - p_h$	51,78	$p'_H - p_H$	109,71

$n_0 - 1 = 0{,}000\,138\,91$

1. $\lambda = 0{,}5461\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0539$		H $1+\alpha t = 1{,}0546$	
p'_h	54,74	p'_H	115,69
p_h	9,26	p_H	19,35
$p'_h - p_h$	45,48	$p'_H - p_H$	96,34

$n_0 - 1 = 0{,}000\,139\,19$

2. $\lambda = 0{,}5461\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0533$		H $1+\alpha t = 1{,}0539$	
p'_h	57,79	p'_H	123,82
p_h	4,60	p_H	11,11
$p'_h - p_h$	53,19	$p'_H - p_H$	112,71

$n_0 - 1 = 0{,}000\,139\,13$

1. $\lambda = 0{,}4359\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0549$		H $1+\alpha t = 1{,}0539$	
p'_h	54,99	p'_H	116,71
p_h	4,36	p_H	9,48
$p'_h - p_h$	50,63	$p_H - p_H$	107,23

$n_0 - 1 = 0{,}000\,140\,59$

2. $\lambda = 0{,}4359\ \mu$

Luft $1+\alpha' t' = 1{,}0518$		H $1+\alpha t = 1{,}0528$	
p'_h	60,08	p'_H	127,71
p_h	5,58	p_H	12,19
$p'_h - p_h$	54,50	$p'_H - p_H$	115,52

$n_0 - 1 = 0{,}000\,140\,74$

Die folgende Tabelle enthält die Mittelwerte der $n_0 - 1$ nach beiden Methoden.

$n_0 - 1$ von H bei 0° und 760 mm

λ_0 in μ	$n_0 - 1$ gegen Vakuum	$n_0 - 1$ gegen Luft	Gesamtmit
0,6438	0,000 138 0	0,000 138 0	0,000 138
0,579 }	0,000 139 0	0,000 139 0	0,000 139
0,576 }			
0,5461	0,000 139 0	0,000 139 2	0,000 139
0,4359	0,000 140 6	0,000 140 7	0,000 140

III. Helium.

In der nebenstehenden Tabelle sind beide Arten der Bes des Brechungskoeffizienten enthalten, einmal gegen Vaku gegen Wasserstoff. Es wurde die durch das Verfahr Vakuum erhaltene ganze Druckänderung p_{He} durch ein Wasserstoffs ausgeglichen. $(1 + \alpha t)$ bedeutet die Ter korrektion des He, $1 + \alpha' t'$ die des Wasserstoffs.

Die nächste Tabelle enthält die Mittel für die $(n_0 -$ den beiden Methoden und die Gesamtmittel für He.

λ_0 in μ	$n_0 - 1$ gegen Vakuum	$n_0 - 1$ gegen H	Gesamtmit
0,6438	0,000 034 05	0,000 034 07	0,000 034
0,579 }	0,000 034 37	0,000 034 38	0,000 034
0,576 }			
0,5461	0,000 034 53	0,000 034 52	0,000 034
0,4359	0,000 035 35	0,000 035 34	0,000 035

Relative Dispersion.

Mit relativer Dispersion bezeichnet man das Verhäl

$$\frac{1}{\nu} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1},$$

wo n_D, n_F, n_C die Brechungskoeffizienten der FRAUNHO Linien D, F und C für irgendeine Substanz sind. Für mir untersuchten Gase sind die Brechungskoeffiziente Linien durch graphische Extra- bzw. Interpolation wie folgt.

	$\frac{p}{f}$				$1+\alpha t$	n_0-1	p_{He}	$1+\alpha t$	p_H	$1+\alpha' t'$	n_0-1
	I	II	III	Mittel							
					$\lambda_0 = 0{,}6438\ \mu$						
1	50,105	50,252	50,200	50,186	1,0481	0,000 034 024	401,23	1,0481	98,99	1,0479	0,000 034 045
2	49,998	50,268	50,120	50,129	1,0483	0,000 034 069	456,39	1,0483	112,73	1,0483	0,000 034 078
3	50,425	50,210	50,154	50,263	1,0500	0,000 034 050	460,07	1,0500	113,67	1,0505	0,000 034 072
					$\lambda_0 = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}576\end{matrix}\right\}\ \mu$						
1	45,013	44,973	45,145	45,044	1,0589	0,000 034 383	455,11	1,0560	112,81	1,0576	0,000 034 385
2	44,905	44,916	44,850	44,890	1,0552	0,000 034 382	452,99	1,0550	112,27	1,0553	0,000 034 389
3	44,786	44,777	44,756	44,773	1,0517	0,000 034 358	451,03	1,0517	111,55	1,0516	0,000 034 369
					$\lambda_0 = 0{,}5461\ \mu$						
1	42,291	42,307	42,261	42,286	1,0578	0,000 034 568	426,82	1,0578	106,12	1,0586	0,000 034 539
2	42,291	42,258	42,327	42,292	1,0566	0,000 034 523	433,37	1,0563	107,67	1,0569	0,000 034 520
3	42,191	42,220	42,183	42,195	1,0537	0,000 034 510	425,03	1,0537	105,52	1,0537	0,000 034 514
4	42,106	42,200	42,148	42,151	1,0531	0,000 034 523	428,21	1,0531	106,35	1,0532	0,000 034 523
*					$\lambda_0 = 4359\ \mu$						
1	33,018	33,011	33,027	33,019	1,0589	0,000 035 366	335,85	1,0585	84,37	1,0593	0,000 035 321
2	33,065	33,023	33,010	33,033	1,0589	0,000 035 351	336,28	1,0578	84,54	1,0587	0,000 035 344
3	32,925	32,900	32,918	32,914	1,0540	0,000 035 319	356,48	1,0542	89,47	1,0539	0,000 035 326
4	32,738	32,778	32,706	32,744	1,0483	0,000 035 307	332,00	1,0483	83,44	1,0482	0,000 035 367

Luft.

$$n_D - 1 = 0{,}000\,293\,9 \qquad n_F = 1{,}000\,295\,9$$
$$n_C = 1{,}000\,292\,9$$
$$n_F - n_C = 0{,}000\,003\,0$$
$$\nu = \mathbf{98{,}0}.$$

Wasserstoff.

$$n_D - 1 = 0{,}000\,138\,4 \qquad n_F = 1{,}000\,139\,9$$
$$n_C = 1{,}000\,137\,8$$
$$n_F - n_C = 0{,}000\,002\,1$$
$$\nu = \mathbf{65{,}9}.$$

Helium.

$$n_D - 1 = 0{,}000\,034\,30 \qquad n_F = 1{,}000\,034\,91$$
$$n_C = 1{,}000\,034\,05$$
$$n_F - n_C = 0{,}000\,000\,86$$
$$\nu = \mathbf{39{,}9}.$$

Halle a. S., Physik. Institut, den 17. Juni 1908.

Bemerkungen zu der lärung der kritischen Opaleszenzerscheinungen aus der kinetischen Gastheorie;

von K. von Wesendonk.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)

(Vgl. oben S. 450).

Wenn man in einem endlichen Volumen die Zahl der Mole- (wie das ja auch der Wirklichkeit entsprechen muß) nicht nendlich groß im strengen Sinne, sondern nur als von end-, sehr erheblicher Größe annimmt, so kann, wie das Herr ZMANN schon vor längerer Zeit ausdrücklich hervorgehoben[1]), AXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung überhaupt niemals , sondern nur mit großer Annäherung bestehen. Jedoch ist ahl der wesentlich von der MAXWELLschen Geschwindigkeits- ilung abweichenden Zustände nur verschwindend klein, aber e sind durchaus nicht im strengen Sinne unmöglich, wenn praktisch niemals eintretend. Die Zeit, wie lange man n müßte, bis ein nicht allzu kleiner Stempel während einer nde einen meßbar kleineren Druck als den durchschnittlichen uck erfährt, sei allerdings ausreichend lange, um jede Be- tbarkeit auszuschließen; aber an ganz kleinen, in einem befindlichen Körperchen seien Bewegungen wahrgenommen en, welche davon herrühren könnten, daß in solchen Fällen er Tat auf einen gegen ihre ganze Oberfläche nicht mehr hwindenden Teil derselben bald ein etwas größerer, bald ein kleinerer Druck wirkt. Solche enorm kleinen Abweichungen en immer eintreten, solange die Zahl der Moleküle nicht g unendlich sei, aber zu beobachtbaren Werten könnten sie im allgemeinen nicht in praktisch zugänglicher Zeit summieren. e Betrachtungen sind nun in neuerer Zeit eingehender mit

---

[1]) Besonders deutlich z. B. Wied. Ann. 57, 774 u. f., 1896.

anscheinend gutem Erfolge von verschiedenen Forsch
STEIN[1]), v. SMOLUCHOWSKI[2]), LANGEVIN[3]) durchgeführ
Danach ergibt die auf die kinetische Gastheorie angewan
scheinlichkeitsrechnung in der Tat eine exakte Erkl
BROWNschen Molekularbewegung in dem von BOLTZ
gedeuteten Sinne. Weiterhin hat nun Herr VON SMOL
durch verwandte Betrachtungen dargetan, wie sich in
des kritischen Zustandes (Gas-Flüssigkeit) Inhomogenität
kinetischen Gastheorie[4]) ergeben, welche durchaus nicht
Beobachtung sich zu entziehen brauchen. Auf diese
sich die in neuerer Zeit mehrfach beobachtete Erschei
Opaleszenz erklären, die man bekanntlich sonst wohl du
(Tröpfchen oder Bläschen)Bildung gedeutet hat. Für ein
von der Kantenlänge einer Lichtwellenlänge findet sich
schen Punkt des Äthyläthers z. B. (l. c., S. 115), daß solc
teile im Mittel mehr als einprozentige Dichteuntersch
weisen nach der kinetischen Gastheorie. Es ergibt sich
„Körnigkeit" der Struktur, welche (den Untersuchun
RAYLEIGHS zufolge) sich durch das Auftreten der d
Medien charakteristischen Opaleszenz bemerkbar mach
Angesichts dieser einfachen molekular kinetischen Erk
scheine nun die Hypothese DONNANS, wonach im kritisch
die Oberflächenspannung für kleine Krümmungsradien
endlichen Wert besitzen soll, als vollkommen überflüs
für eine Flüssigkeit solle denn das sein, die noch ob
kritischen Temperatur existiere, in Wirklichkeit handl
nur um eine Phase. Dagegen nähere sich die konsequ
geführte kinetische Theorie in gewissem Sinne der Th
gasogenen und liquidogenen Moleküle von TRAUBE, da
diese Weise die verdichteten und verdünnten Volumteile
könne. Jedoch handle es sich weder um eigentliche Mol
Tröpfchen, sondern um diffuse Häufungen von unbestimm
Diese Anschauung dehnt Herr VON SMOLUCHOWSKI auc
kritischen Trübungen bei Flüssigkeitsgemischen aus.

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 17, 549, 1905; 19, 371, 1906.
[2]) Ebenda (4) 21, 756, 1906.
[3]) C. R. 146, 530, 1908.
[4]) v. SMOLUCHOWSKI, Ann. d. Phys. (4) 25, 205—226, 1908.

ngen von DONNAN und KONOWALOW werden verworfen S. 231), Verf. möchte indessen hier auf diese kritischen einungen bei nur flüssigen Phasen nicht weiter eingehen, rn nur einige Bemerkungen sich gestatten, zu denen des Verf. che über das Verhalten der Kohlensäure beim kritischen nde die Veranlassung geben. Gegenüber den Ausführungen VON SMOLUCHOWSKIS dürfte doch von vornherein zu be- n sein, daß die Gastheorie, wie Herr BOLTZMANN (l. c., S. 780) sagt, nur beansprucht, ein angenähertes Bild der Wirklich- u geben. Sollte man da nicht doch annehmen dürfen, daß erdichteten Partien in der betreffenden Substanz bei dem chen Punkte, deren Dichte also größer als die kritische e ausfällt, flüssige Teilchen sind, besonders wenn man an THIESENS[1]) Definition des flüssigen Zustandes denkt? Da r Natur Sprünge nicht vorkommen, so wird sich zwischen liquiden Gebieten und denen im Dampfzustande als Über- wohl sicher etwas ausbilden, das einer Oberflächenschicht richt und etwas wie Oberflächenspannung zeigt[2]). Nach G. BAKKERS[3]) neueren Untersuchungen sind in einem rohre für kritische Untersuchungen in der Nähe der kriti- Temperatur alle Bedingungen für eine Bildung von Regen m Dampf und von Dampfbläschen in der Flüssigkeit erfüllt. werden solche Bildungen aber auch in der nächsten Um- g des kritischen Punktes noch sich zeigen, eben weil die keine Sprünge macht und ein Punkt, bei dem streng genau ∞ (SMOLUCHOWSKI l. c., S. 219) oder ähnliches eintritt, ert wohl nicht im strengen Sinne. Das Nebligwerden des kus und dessen Umgebung hebt, wie mir scheint, eben ge- die naturwidrige Plötzlichkeit des Überganges des zwei- gen in den einphasigen Zustand auf. Alle sogenannten Ge- für den flüssigen und dampfförmigen Zustand sind, wie man allgemein zugeben wird, nicht genau genug, um exakt da-

[1]) THIESEN, ZS. f. kompr. u. flüss. Gase 1, 86 bis 87, 1897; Beibl. 21, 897. Danach ist eine Substanz als flüssig oder als gasig anzusehen, je em ihre Dichte größer oder kleiner als die kritische Dichte ist.
[2]) Man vergleiche auch FRIEDLÄNDERS Ausführungen, ZS. f. phys. Chem. 31, 1901.
[3]) Ann. d. Phys. (4) 26, 57 u. 58, 1908.

nach bestimmen zu können, was im kritischen Punkte g
muß. Unsere Kenntnisse, speziell der Kapillarkräfte, sin
unvollkommen, um behaupten zu können, kleine Tröpf
Bläschen vermöchten bei der kritischen Temperatur od
oberhalb derselben nicht mehr zu existieren[1]). Spri
Herr O. LEHMANN sogar von der Oberflächentension[2])
tropfen als einer Konsequenz der Theorie von VAN DER
An der zitierten Stelle des bekannten Buches wird auf
hingewiesen von BOSSCHA, nach denen Dunst und Nebel
Erscheinungen zeigen können, und in der Tat erhält m
auch bei der kritischen Temperatur einen nebligen Meni
in guter Übereinstimmung mit der Angabe von VAN DE
konvex zu sein scheint. Kleine Tröpfchen sind auch durch
immer dem Verdampfen unterworfen, vielmehr nur dan
Abnahme des Krümmungsradius Verminderung der Ob
energie bedingt, was aber bei dünnen Flüssigkeitsschicht
aus nicht stets der Fall ist[4]). Man braucht also den
schein, welcher für Nebelbildung spricht, keineswegs
zu mißtrauen. Gibt man nämlich zu, daß unmittelbar
der kritischen Temperatur Tröpfchen in der Dampfp
Bläschen in der flüssigen Phase entstehen, so zeigen
wie sie Verfasser[5]) seinerzeit angestellt, einen kontin
Übergang von den Zuständen unmittelbar unterhalb
direkt oberhalb der kritischen Temperatur. Beim Umk
CO_2 enthaltenden Nattererröhre bei einem Wärmegr
wenig kleiner, als dem kritischen Punkte zugehört, ko
Meniskus immer wieder zum Vorschein, wobei ein gr
der CO_2 in lebhaftes Schäumen gerät und so ganz trübe
Aber von unten wie von oben her beginnt bald das
und es bildet sich wieder eine klare Flüssigkeit, in dere
Teile man jedoch etwas bläulichen Nebel (Dampfbläsche

[1]) Man vergleiche z. B. WEINSTEIN, Thermodynamik und Kine
57, 1903.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 22, 472, 1907.

[3]) VAN DER WAALS, Kontinuität des gasförmigen und flüssigen
Leipzig 1881, S. 34.

[4]) J. J. THOMSON, Conduction of electricity through gases 1
—185.

[5]) Naturw. Rundsch. 9, 211, 1894.

ber dem Meniskus in der gasigen Masse (Tröpfchen) bemerkt. d man aber an die Temperatur gelangt, bei der der Meniskus ht, so bildet sich keine Grenze mehr (zwischen flüssiger und r Phase), dagegen füllt sich die ganze Röhre mit dichtem n Nebel usw. Zwischen den vorher erwähnten und diesen t genannten Nebelerscheinungen zeigt sich kein sprungweise tender Unterschied, es sieht nicht aus, als ob plötzlich eine rung darin sich dokumentiert hätte, etwa alle Tröpfchen nwunden wären. Sehr wünschenswert dürfte es sein, solche che mit gewendeten kritischen Proberöhren und möglichst n Substanzen und in möglichst konstantem und homogenem eraturfelde sorgfältig zu wiederholen.

oweit war die vorliegende Notiz bereits niedergeschrieben, erfasser das erste Heft des 63. Bandes der Zeitschrift für kalische Chemie 1908 mit einer Arbeit des Herrn ROTHMUND: ien über die kritische Trübung", zu Gesicht bekam, welche auf Flüssigkeitsgemische bezieht. Darin wird ebenfalls den ken des Herrn VON SMOLUCHOWSKI entgegengetreten (l. c., und für die Existenz kleiner Tröpfchen bei und dicht ober- der kritischen Temperatur plädiert (S. 75). Vom Ausbau DONNANschen Hypothese sei viel eher eine Klärung der be- nden Fragen zu erwarten, als von dem Hereinziehen des scheinlichkeitsbegriffes. Man wird indessen die Anwendung inetischen Gastheorie auf Fragen wie die vorliegenden nur Freuden begrüßen und als sehr verdienstvoll bezeichnen n; wenn man nur nicht vergißt, daß sie nur angenähert ng besitzt, dann kann sie sehr wertvolle Fingerzeige geben. ehen von anderem ist doch schon die Natur der Moleküle Atome noch viel zu wenig bekannt, um bindende endgültige rungen auf solche Weise schaffen zu können, hat doch die sche Gastheorie die radioaktiven Eigenschaften der Materie Atome nicht vorausgesehen. Auch bei der Erklärung der NSchen Molekularbewegung ist es wohl noch etwas fraglich, rt der zweite Wärmesatz wirklich in die Brüche geht und vielleicht ein noch unbekanntes Verhalten der suspendierten kelchen eine wesentliche Rolle spielt.

Durch gütige Zusendung der Herren Autoren gelangte eine wertvolle Arbeit aus dem physikalischen Laboratorium der

Universität Leiden [1]), die ich bislang nur aus dem
dem Physikalisch-Chemischen Zentralblatt kannte, in me
Die Herren KAMERLINGH-ONNES und KEESOM gelan
durch spektrophotometrische Beobachtungen über da
von Opaleszenz senkrecht zu einem beleuchtenden
zerstreute Licht zu einem den VON SMOLUCHOWSKI
schauungen günstigen Resultat. Wenn die diffundierend
klein gegen die Länge der Lichtwellen sind, so sei z
daß die Intensität des zerstreuten Lichtes dem Qu
kondensierten Substanzmenge proportional zunehme.
sich nun für verschiedene Temperaturen t, daß die
des zerstreuten Natrium(D)-Lichtes näher (Abweichu
jedoch vorhanden) einem Ausdruck $\frac{0{,}5}{T - T_k}$ [2]) entspricht
$\frac{0{,}25}{(T - T_k)^2}$. Letzterer soll sich der Annahme anpassen,
kondensiere um Zentren der Anziehung, welche Kräft
die nur von der Entfernung abhängen, während erst
den Ansichten VON SMOLUCHOWSKIS konform sei. Auc
läufige Messung der absoluten Intensität des zerstreu
stimme ganz gut mit VON SMOLUCHOWSKIS Auffassungen
Diese Untersuchungen dürften, wie mir scheint (auch de
der holländischen Gelehrten entsprechend), doch nur
Annahme wie die von KONOWALOW eingeführte, nich
gemein gegen eine Existenz von Tröpfchen (etwa den An
von DONNAN konform) überhaupt sprechen. Die Dichteu
zu denen die kinetische Gastheorie führt, dürften, eben
nur angenäherten Geltung jener Theorie, lediglich eine
der Tröpfenbildung darstellen.

---

[1]) Comm. from the Phys. Lab. of Leiden, No. 104, S. 25
[2]) T ist absolute Temperatur der Substanz, T_k deren absol
Temperatur.

Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen;

von J. Franck und R. Pohl.

II. Mitteilung.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)

(Vgl. oben S. 450.)

In einer Mitteilung gleichen Titels[1]) haben wir uns gegen tichhaltigkeit der Methode gewandt, die Herr MARX[2]) zur mmung der Röntgenstrahlgeschwindigkeit angegeben hat. haben gezeigt, daß erstens die von Herrn MARX gegebenen etischen Grundlagen zur Deutung der tatsächlich beobachteten heinungen unzulänglich sind; zweitens, daß die von Röntgenlen getroffene Platinplatte zum Ausgangspunkt einer selbstigen leuchtenden Entladung wird, und drittens, daß sich Aufladungserscheinungen des der Platinplatte gegenüber anchten Faradaykäfigs erklären lassen durch die Änderungen Effektivpotentials in seiner Abhängigkeit vom Rohrabstand Brückenstellung (Himstedteffekt).

Herr MARX hat uns in zwei Arbeiten[3]) geantwortet. Er gibt Berechtigung unseres ersten und zweiten Einwandes zu, beoft hingegen unsere dritte Behauptung, daß für die Aufng des Elektrometers nur das Effektivpotential, nicht die e des Auftreffens der Röntgenstrahlen in Frage komme.

Bei dem großen Umfange der Entgegnung des Herrn MARX en wir es im Interesse der Sache für angebracht, auf eine ehr der zahlreichen uns gemachten Einwände und Vorwürfe[4])

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 117, 1908.

[2]) Abhandl. d. math.-phys. Kl. d. Kgl. sächs. Ges. d. Wiss., Leipzig 1906, 5. Ann. d. Phys. (4) **20**, 677, 1906.

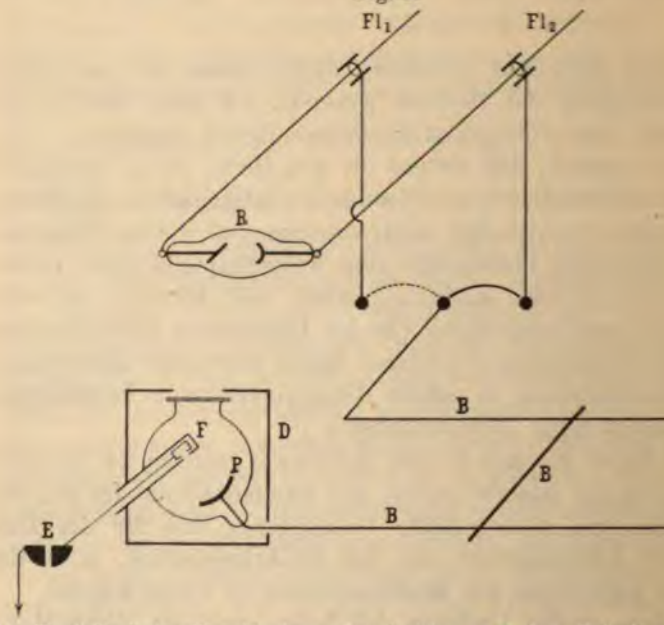
[3]) Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 127, 1908. Ebenda **10**, 157, 1908.

[4]) Wir wollen lediglich erwähnen, daß wir im Anschluß an unsere Darng des HIMSTEDT-Effektes sämtliche elektrische Wellen, auch die kürzeste er damaligen Anordnung von $\frac{\lambda}{2} = 60$ cm, als „Teslaschwingungen" benet haben.

zu verzichten. Uns genügt, daß Herr Marx die
ständige leuchtende Entladung zugeben muß, v
in keiner seiner bisherigen Darstellungen auch
Wort hat verlauten lassen. — Nach diesem Zugest
gibt sich jetzt folgender Stand der Streitfrage:

Es sei R das von Hertzschen Schwingungen
Röntgenrohr, P die in dem evakuierten und von de
kasten D umgebenen Glasgefäß angebrachte Platinplatte,

Fig. 1.



die Drahtbrücke B mit einer der beiden auf den Zuleitu
Röntgenrohr befindlichen Flaschenkoppelungen Fl_1 und F
den werden kann. Der Faradaykäfig F führt zum Elektr

Zu dieser Anordnung haben nach Herrn Mar
achtung und Experiment, nicht Nachdenken a priori
Die Tatsachen, die Herr Marx mit ihnen beobachtet, stelle
sammen und fügen die Schlüsse bei, die Herr Marx aus ih

1. Wird der Gasdruck im Auffangegefäß derart e
daß die Platinplatte zum Ausgangspunkt einer selb
leuchtenden Entladung dann und nur dann wird, wenn

len die Platinplatte erreichen können, so zeigt sich, daß die dem Elektrometer beobachtete Aufladung des Faradaykäfigs röße und Vorzeichen bedingt wird von dem Abstand des genrohres einerseits, der Stellung der Brücke andererseits. ssen Stellungen von Rohr und Brücke entspricht ein Pendeln Elektrometernadel um die Ruhelage und diese Stellung wird Nullpunkt in dynamischem Gleichgewicht" bezeichnet. Eine rung der Aufladung durch Verschiebung des Röntgenrohres sich durch eine Verstellung des Brückenläufers kompen-. — Daraus folgert Herr MARX, daß für die Aufladung des rometers die Phase maßgebend sei, in der die Platinplatte Röntgenstrahlen getroffen wird.

2. Das Vorzeichen der Elektrometeraufladung wechselt, so- unter sonst ungeänderten Bedingungen die Flaschenkoppe- Fl_2 von der Zuleitung zur Kathode des Röntgenrohres zur netriestellung auf dem Anodendraht Fl_1 hinübergelegt wird. Tatsache wird von Herrn MARX als Experimentum crucis en aus 1. gezogenen Schluß betrachtet, daß die Elektrometer- dung nur durch die Phase des Auftreffens der Röntgen- en bedingt sei.

3. Das Verhältnis einer Abstandsänderung des Röntgenrohres er sie kompensierenden Verlängerung der Brücke kann ver- dene Werte annehmen. Es ergibt sich aber bei einer be- nten Verteilung der Nullpunkte auf der Brücke konstant 1. Dieser Fall tritt ein, wenn der Abstand je zweier von Nullpunkten auf der Brücke einander ungefähr gleich ist und umme zweier Abstände nahezu gleich der kürzesten Wellen- des Systems wird[1]). Aus diesen Kompensationen wird das tat: Röntgenstrahl- = Lichtgeschwindigkeit gefolgert.

Welche Vorgänge sich im Auffangegefäß zwischen Platin- und Faradaykäfig abspielen, ist nach Ansicht des Herrn ganz gleichgültig. „Die Aufklärung der Funktionen im ngegefäß ist ein Problem, welches mit der Geschwindigkeits- ung dann nichts mehr zu tun hat", wenn „das Experiment

[1]) Für $\frac{\lambda}{2} = 47{,}5$ cm beträgt die Summe der Abstände 44,8 bis 48,4 cm; eiden übrigen Halbwellen, für die Herr MARX gleiches beobachtet und denen er die Geschwindigkeit gemessen hat, betragen 45 und 46,8 cm.

die alleinige Wirksamkeit der Phase zeigt." Und dieser
daß die Elektrometeraufladung nur ein Reagens für d
sei, in der die Röntgenstrahlen die Platinplatte erreiche
Herrn MARX eindeutig durch die drei angeführten Ex
erbracht, da bei Verschiebung von Röntgenrohr un
sowie Umlegen der Flaschenkoppelung beim Experiment
die Phase nach Herrn MARX der einzig geänderte Para

Demgegenüber haben wir behauptet, daß nicht d
der einzig wesentlich geänderte Parameter sei, sonde
der Platinplatte auftretende Effektivpotential, d. h. na
Definition die für die selbständige leuchtende Entlad
gebende Spannung. Die Änderung dieser Spannung in
hängigkeit vom Röntgenrohrabstand und der Brückenst
wiesen wir u. a. mittels Thermokreuz und Galvanom
aber Herr MARX die Angabe unseres Thermokreuzes als
wert" alles dessen bezeichnet, was für die leuchtende
„unwesentlich" sei, so beweisen wir nunmehr für die d
Fälle die Änderung der für die Entladung maßgebenden
mittels eines Spannungsindikators, der selbst auf dem

Fig. 2.

einer leuchtenden
beruht. Dieser Ind
steht aus einem zyl
Heliumrohr mit zw
verschiebbaren Auf
den, das, wie Fi
vor Röntgen
völlig geschützt, zw
Platinplatte und der
käfig eingeschaltet
dieser Anordnung machen wir für eine kürzeste Hall
Systems von 46 cm folgende Versuche:

1. Bewegen wir uns in einem Gebiet des Gasdr
welchem gemäß der „Bleikriterien" des Herrn MARX eine
Entladung von der Platinplatte nur unter der auslösende
der Röntgenstrahlen ausgeht, so lassen sich leicht die
MARX beschriebenen Intensitätsänderungen[1]) der Entlad

[1]) Bzw. Einsetzen und Verlöschen.

hiebung von Röntgenrohr und Brücke, sowie ihre gegen-
e Kompensation reproduzieren. Gleichzeitig aber macht das
Röntgenstrahlen überhaupt nicht getroffene, als Spannungs-
ator dienende Heliumrohr alle Änderungen der Entladungs-
sität an der Platinplatte mit. Es ergibt sich eine völlige
delität zwischen dem Gange des von Röntgenstrahlen nicht
rten Heliumrohres und der Entladung an der Platinplatte,
ur unter Einwirkung der Röntgenstrahlen einsetzt. — Daraus
n wir, wie früher, daß das Effektivpotential der für die Ent-
g maßgebend geänderte Parameter sei, und halten den von
MARX zugunsten der Phase gezogenen Schluß für hinfällig.

2. Wir wiederholen den zweiten Versuch des Herrn MARX, Experimentum crucis. Unter Innehaltung der Bleikriterien ten wir beim Umlegen der Flaschenkoppelung Fl_1 in die metriestellung Fl_2 eine bedeutende Änderung der Entladungs-sität und dementsprechend Vorzeichenwechsel des Elektro-rs.

Gleichzeitig aber stellen wir fest:

a) Der Einfluß der Vertauschung der Flaschenkoppelung läßt durch eine Vertauschung von Anode und Kathode des Röntgen-s, d. h. einer Drehung des Röntgenrohres um 180° zwischen n Zuleitungen, nicht rückgängig machen. Die Stellung von e und Kathode ist also ohne Einfluß.

b) Der Heliumspannungsindikator gibt beim Umlegen der elung die gleiche Intensitätsänderung wie die Lichterschei-an der Platinplatte.

c) Das Experimentum crucis ergibt auch ohne Röntgenstrahlen Vorzeichenwechsel des Elektrometers, sobald man der Ent-g durch Erniedrigung des Gasdruckes Gelegenheit gibt, auch Röntgenstrahlen einzusetzen.

Demnach spricht das Experimentum crucis des Herrn MARX n die Phase beim Auftreffen der Röntgenstrahlen und spricht ine Änderung des Effektivpotentials, die ja nach den elektri-n Bedingungen auch von vornherein zu erwarten war (Inter-z der über die Flaschenkoppelung einerseits, direkt von den genrohrzuleitungen zur ungeschützten Brücke andererseits menden HERTZschen Schwingungen).

Auf den dritten von Herrn MARX zur Stütze sein angeführten Punkt, nämlich den, daß das Verhältnis und Brückenverschiebung bei der Kompensation konsta werden kann, näher einzugehen, erscheint uns kaum als Denn erstens können wir auf unsere frühere Publikatio und zweitens dürfte eine Diskussion dieser Frage doch erforderlich sein, wenn sich durch das Gelingen ir „Phasenexperimentes" eine polare Beeinflussung der im auftretenden, mit schnellen Schwingungen betriebenen l Entladung durch die Röntgenstrahlen erwiesen hätte. besonderen Wertes aber, den Herr MARX dieser Tatsac sei jedoch noch kurz bemerkt, daß die Einstellung ein stimmten Verteilung der Nullpunkte des Elektrometers Brücke einer automatischen Abstimmung der Gasdrucke i rohr und Empfänger gleichkommt. Denn nur bei eine stimmten (von den Dimensionen des Apparates abhängi im Röntgenrohr ergeben sich gleiche Potentialänderu Verschieben des Brückenläufers und nur bei einem Druck im Auffänger lassen sich Punkte gleichen Effekti in gegebenem Abstand voneinander als Umkehrpunkte d meters feststellen. Eine Konstanz des Resultats erfo nicht die Zuhilfenahme eines Zufalls.

Zusammenfassung:

Es werden die von Herrn MARX empirisch gefun sachen, die nach seiner Ansicht, unabhängig von jeglic tischer Vorstellung, die polare Beeinflussung einer mit Schwingungen betriebenen selbständigen leuchtenden durch Röntgenstrahlen beweisen, wiederholt. Und es wi daß zum Gelingen dieser Experimente gerade eine Än für die Entladung maßgebenden Spannung das Wese Dieser Beweis wird mittels eines Spannungsindikators der selbst auf Intensitätsänderungen einer leuchtenden beruht, also nur das messen kann, was für eine leucht ladung „wesentlich" ist, und dessen Anordnung so gewäl jede Beeinflussung durch Röntgenstrahlen ausgeschlosse

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Ju

elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Schwefels;

von Albert Wigand.

gangen am 30. Juni 1908. Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)
(Vgl. oben S. 450.)

I. Wirkung des Lichtes auf die Leitfähigkeit.

Die Untersuchungen, über die hier einiges mitgeteilt werden ingen aus von der Erwartung, daß sich die elektrische Leitkeit beim flüssigen Schwefel ähnlich verhalten werde wie festen Selen. Dies konnte deshalb vermutet werden, weil RC[1]) durch eingehende Versuche es wahrscheinlich gemacht daß beim festen Selen ein mit der Temperatur verschiebGleichgewicht zweier Modifikationen vorliegt, das sich unter Einflusse des Lichtes in dem gleichen Sinne wie durch eratursteigerung zugunsten der elektrisch besser leitenden onente verschiebt. Eine analoge Gleichgewichtsisomerie ist beim flüssigen Schwefel vorhanden und bereits eingehend rt[2]). Es bilden sich mit steigender Temperatur wachsende en einer in Schwefelkohlenstoff unlöslichen Modifikation em löslichen flüssigen Schwefel.

Außer von der Temperatur und dem Drucke hängen aber Gleichgewichtsmengen unlöslichen Schwefels auch von der chtung ab. Wie zuerst Versuche mit Lösungen von Schwefel hwefelkohlenstoff zeigten[3]), werden schon bei gewöhnlicher eratur, wo die Gleichgewichtskonzentration von $S_{unlösl.}$ im eln praktisch unendlich klein ist, durch Belichtung meßbare en unlöslichen Schwefels gebildet und ausgeschieden. Zum weise der Lichtwirkung auf flüssigen Schwefel dient folgen-

[1]) R. Marc, Die physikal.-chem. Eigenschaften des metallischen Selens, urg und Leipzig 1907.

[2]) Vgl. A. Wigand, ZS. f. physik. Chem. 63, 273, 1908 und die dort en Arbeiten.

[3]) A. Lallemand, C. R. 70, 182, 1870; Berthelot, ebenda, S. 941, Ann. chim. phys. (4) 26, 462, 1872; G. A. Rankin, Journ. phys. chem. 1907.

der Versuch BERTHELOTS (l. c.): „Man kann auch okt
Schwefel bei einer Temperatur unter 130° schmelzen
dann langsam unter der Einwirkung der Sonne erstarr
nach der Kristallisation ist die Oberfläche des Schw
einem Häutchen von unlöslichem Schwefel überzogen. W
im Dunkeln unter gleichen Bedingungen arbeitet, tritt
wandlung nicht in merkbarer Menge ein.“ Wirksam
blauen, violetten und ultravioletten Strahlen. Außer S
gibt auch elektrisches und Magnesiumlicht eine gute W

Wenn so die Bildung wesentlicher Mengen von S_{un}
die Wirkung des Lichtes im System $S_{lösl.} \rightleftarrows S_{unlösl.}$ be
so läßt sich doch noch nicht die Frage entscheiden,
die unlösliche Modifikation einen wesentlich anderen
schen Widerstand hat als die lösliche und so ein
elektrischen Effekt, ähnlich wie das Selen, zeigt.

Die Messungen der Leitfähigkeit des kristal
Schwefels durch MONCKMAN[1]) hatten bei Zimmert
einen geringen Lichteffekt ergeben; der Abfall der La
Elektroskops geschah durch einen Schwefelwiderstan
lichtung mit Sonnenlicht im Verhältnis von 5:4 schnel
konnte dies Resultat bei Wiederholung der Versuc
THRELFALL, BREARLEY und ALLEN[2]) nicht bestätigt w
ist wohl andersartigen Nebeneinflüssen zuzuschreiben.
fand MONCKMAN durch Versuche mit flüssigem Sch
Schmelzpunkt (120°) zum Siedepunkt (450°) ein Anwa
Leitfähigkeit auf das 3000fache, was die übliche Größ
der Temperaturabhängigkeit des Leitvermögens von Fl
übersteigt und daher vermuten läßt, daß die bei höher
ratur vorherrschende unlösliche Schwefelmodifikat
wesentlich größere Leitfähigkeit ausgezeichnet ist
wöhnlicher Temperatur haben allerdings THRELFALL,
und ALLEN durch Beimischen von 3 bis 88 Proz. u
amorphen Schwefels zu kristallisiertem keine wesentli
rung des Widerstandes finden können.

---

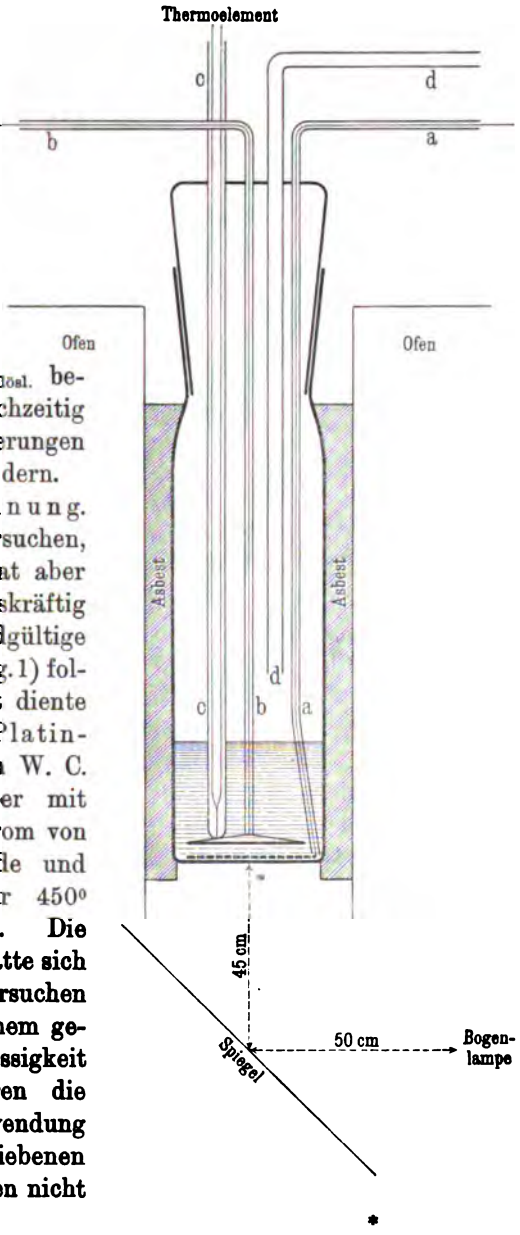
[1]) J. MONCKMAN, Proc. Roy. Soc. 46, 136, 1889.
[2]) R. THRELFALL, J. H. D. BREARLEY und J. B. ALLEN, Pro
56, 32, 1894.

ie Entscheidung
Frage läßt sich
nur durch Ver-
mit flüssigem
efel herbeiführ-
o die Leitfähig-
erhaupt erst gut
re und einiger-
reproduzierbare
e erreicht, und
urch Belichtung
ermehrung der
ntration von $S_{unlösl.}$ be-
kann, ohne gleichzeitig
Temperaturänderungen
itfähigkeit zu ändern.

rsuchsanordnung.

nancherlei Vorversuchen,
negatives Resultat aber
genügend beweiskräftig
en, war die endgültige
chsanordnung (Fig. 1) fol-
: Als Thermostat diente
lektrischer Platin-
standsofen von W. C.
US (Hanau), der mit
chem Wechselstrom von
olt geheizt wurde und
20° 6 Amp., für 450°
mp. verbrauchte. Die
eraturkonstanz hatte sich
s bei früheren Versuchen
t ergeben; in einem ge-
senen, mit Flüssigkeit
ten Gefäße waren die
nkungen bei Anwendung
mechanisch betriebenen
werks in 35 Minuten nicht

Fig. 1.



größer als $\pm 0{,}01^{\circ}$. In hinreichender Entfernung von enden war in Asbestpackung ein zylindrisches G mit ebenem Boden, von 4 cm Durchmesser und 16 cm festigt. Um die starke Verdampfung, Oxydation und le zündung des Schwefels zu verhindern, war das Gefäß eingeschliffenen Glasstopfen abgeschlossen, der vier ander eingeschmolzene Glasröhren trug[1]); zwei war Zuführung der Platindrähte zu den Elektroden (*a* und *b* das dritte (*c*), unten geschlossen, enthielt das Thermoele vierte Rohr (*d*) hatte den Zweck, die Verbindung mit d Atmosphäre herzustellen und so Druckdifferenzen zu Der oberste Teil des Schiffes ragte aus dem Ofen hera die Temperatur der Stelle, an der die einzelnen Röhren waren, 100° nicht überstieg. Bei dieser Anordnung wa fähigkeit des Glases an der Verbindungstelle und d Oberflächenleitung im Verhältnis zu der Leitfähigkeit des zu gering, um einen Nebenschluß zwischen den Elekt röhren zu bewirken; denn, wie besonders angestellte Ve gaben, zeigte die Zelle ohne Schwefelfüllung und mit Schwefel gefüllt keine Leitfähigkeit, und bei Füllung mi Schwefel änderte sich die Leitfähigkeit cet. par. entspre Variierungen des Elektrodenabstandes. Während der sublimierte etwas Schwefel in den Hohlraum des Gl Das Rohr *d* blieb jedoch stets offen, da es bis auf oberhalb der Schwefeloberfläche herabreichte.

Die kreisförmigen Elektroden von etwa 3 cm Du und die angeschweißten Zuleitungsdrähte waren aus Pl untere Elektrode aus Drahtnetz von 0,25 mm Drahtstärke 100 Maschen pro Quadratzentimeter lag direkt auf de Gefäßboden auf; die obere aus Blech war in horizontale drei Drähten im Ende des Rohres *b* am Zuleitungsdraht Der Elektrodenabstand konnte durch Anziehen dies zwischen 2 und 10 mm variiert werden. Beim Erh Schwefels zum Siedepunkt (450°) erhielt das Platin bei troden eine schwarzbräunliche Anlauffarbe (jedenfalls i

[1]) Der Glasapparat wurde mit viel Geschick von dem Gl Karl Wiegand in Dresden-N. hergestellt.

ng einer sehr dünnen Schicht eines Platinsulfids), die durch ühen mit dem Bunsenbrenner entfernt werden konnte; bei gerer Temperatur blieb das Platin unverändert blank.

Die Belichtung geschah in der Regel mit einer Gleichstrom-nlampe von etwa 1500 Hefnerkerzen (58 Volt, 12 Amp.) die untere Öffnung des Ofenrohres mittels eines Spiegels, nit, teils ohne Kondensorlinse; der Lichtweg von der Lampe ım Gefäßboden betrug 95 cm. Auch mit einer 40kerzigen stlampe in 50 cm Abstand vom Gefäßboden und mit enlicht (am 20. Juni, nachmittags zwischen 3 und 4 Uhr) n einige Versuche gemacht. Die Sonnenstrahlen waren einen Heliostaten und zwei Spiegel in die erforderliche ıng gebracht. Das Licht trat durch das Platinnetz direkt kritische Schwefelschicht und durchdrang sie nach Reflexion r Blechelektrode zum zweiten Male.

Die Temperatur wurde mit einem von der Physikalisch-ischen Reichsanstalt geeichten Thermoelement aus Silber-antan und einem Zeigermillivoltmeter vom Deprez-d'Arsonval-SIEMENS u. HALSKE) auf $\pm 1^0$ genau gemessen. Die beiden e waren durch ein Porzellanrohr voneinander isoliert und en im Rohre *c* des Leitfähigkeitsgefäßes, das mit seinem n Ende bis dicht an die Blechelektrode reichte. Ein Queck-hermometer am Millivoltmeter zeigte die Temperatur der lußenden an.

Um die Leitfähigkeit des Schwefels zu messen, wurde eine lo-Akkumulatorenbatterie durch die Schwefelzelle und EPREZ-D'ARSONVALsches Spiegelgalvanometer geschlossen. halb des Proportionalitätsbereiches für Ausschlag und Strom- sind dann die Ausschläge den Leitfähigkeiten proportional. ich bei Variierung der angelegten Spannung von 10 bis olt keine Abweichung vom OHMschen Gesetz zeigte[1]), konnte

[1]) Für Spannungen von 0,01 bis 0,5 Volt, wie sie durch Abzweigung nem Rheostaten, an dessen Enden ein Akkumulator lag, erhalten n, war bei konstanten Temperaturen zwischen 350 und 450° der Galeterausschlag nicht mehr der angelegten Spannung genau proportional; ößere Spannung ergab einen relativ zu kleinen Ausschlag, was viel-mit einer Polarisation der Elektroden oder der beobachteten Platin-ildung zusammenhängt.

die normale Spannung von 120 Volt bei den höher raturen, wo die Ausschläge zu groß waren, durch ei Spannung ersetzt werden. Nach Umrechnung auf 12 dann die am Spiegelgalvanometer abgelesenen Zahlen a Maß der Leitfähigkeit anzusehen. Der Fehler der Messungen ist etwa $\pm 0{,}1$ bis 0,5 Proz., für einige Beo bei den niedrigeren Temperaturen kann er wegen d Galvanometerausschläge bis ± 3 Proz. betragen haben. schlage von 1 mm der Spiegelskala entsprach eine S von $1{,}72 \cdot 10^{-9}$ Amp. Der Widerstand der Schwefelzelle bis 10^5 Ω.

Der untersuchte Schwefel war sulphur crist. puriss u. Co. (Dresden), aus Schwefelkohlenstoff umkristallisiert in dem gut gereinigten Glasgefäß mit der Bunsenflam Luft geschmolzen und nach Einsetzung der Elektroden gelassen. Die Einstellung einer bestimmten Versuchs geschah teils von unten, teils von oben, indem meist li bis zur definitiven Messung gewartet wurde, um das Gle der Umwandlung $S_{\text{lösl.}} \rightleftarrows S_{\text{unlösl.}}$ zu erreichen. Bei etwa sieben Stunden, bei 140° etwa zwei Stunden, b Temperatur wesentlich kürzere Zeiten zur Einstellung d gewichts erforderlich.

Resultat. Die Versuche ergaben sämtlich, daß b nauigkeit der Widerstandsmessung und der Intensitä wendeten Lichtquellen ein Lichteinfluß auf das Le des flüssigen Schwefels nicht beobachtet werden k Resultate einer Versuchsreihe (VII b) sind in der folgend zusammengestellt:

Nr.	Temperatur	Dauer der Belichtung mit Bogenlampe	Temperaturänderung während der Belichtung	Leitfähigkeit vor Belichtung
1	134°	13 Min.	0°	0,16
2	189	10 „	−1	1,31
3	221	25 „	+7	1,61
4	394	5 „	+2	17,7
5	448	13 „	+2	32,9

Um sicher zu sein, daß unter den Belichtungsverhältnissen, die bei den Versuchen herrschten, tatsächlich eine Lichtung auf den Schwefel stattfindet, wurde eine kalt gesättigte Lösung von kristallisiertem Schwefel in Schwefelkohlenbei Zimmertemperatur in einem Reagenzrohre, durch das hindurch, in einem Abstande von 95 cm, 30 Minuten lang, mit, teils ohne Kondensorlinse beleuchtet. Es war alsbald che Opaleszenz zu sehen; sodann bildeten sich Wölkchen, ch schlierenartig senkten und nach einigen Stunden Aufrung im Dunkeln zu einem flockigen Bodensatz verdichteten. o gebildete unlösliche Schwefel wandelte sich in der Dunkelwährend einiger Wochen allmählich wieder in löslichen um. immt man an, daß infolge der Belichtung die Gleichgewichtsvon $S_{unlösl.}$ auch im flüssigen Schwefel wesentlich verwird, was durch die Versuche der früheren Beobachter 495) und auch durch den Parallelversuch mit der Schwefelstofflösung sehr wahrscheinlich gemacht ist, so folgt aus Versuchen, daß die elektrischen Leitfähigkeiten des hen und unlöslichen Schwefels keinen erheblichen rschied zeigen.

I. Temperaturgang und Ursache der Leitfähigkeit.

Die Versuche über den Einfluß des Lichtes und der Tempe- auf den elektrischen Widerstand des flüssigen Schwefels en es überhaupt fraglich, ob der Schwefel selbst die Leitung gt. Es scheint vielmehr, daß, unabhängig von der Art und e der vorhandenen Modifikationen, der Schwefel nur zufolge- olytisch leitender Beimengungen im flüssigen Zustand Eigenschaft als vorzüglicher Isolator verliert, die er in n Zustand besitzt.

Für die Empfindlichkeit meiner Versuchsanordnung, die zu higkeitsmessungen an flüssigem Schwefel eingerichtet war, sich der Widerstand der Schwefelzellen bis dicht unter Schmelzpunkt als unmeßbar groß; einem Widerstand von Ω hätte ein noch eben meßbarer Galvanometerausschlag enthen. Nach Threlfall, Brearley und Allen[1]) ist der

[1]) l. c.

spezifische Widerstand des kristallisierten Schw
gewöhnlicher Temperatur 10^{28} C.G.S. und bei 75° 6,8.
(d. h. $6{,}8 \cdot 10^{16}\,\Omega$ für den Zentimeterwürfel). Nach Fou
steigt die Leitfähigkeit beim Schmelzen auf das 40fach

Für die Abhängigkeit der Leitfähigkeit des
Schwefels von der Temperatur zeigte sich in zahlreic
achtungsreihen der folgende interessante Verlauf (die
sind sämtlich im dunkeln elektrischen Ofen ausgeführt)
fähigkeit nimmt vom Schmelzpunkt an gleichmäßig
einem Maximum bei 150°, fällt dann stark ab, um b
170° durch ein Minimum zu gehen und schließlich bis
punkt wieder anzusteigen. Die Kurven der Fig. 2 s
spielsweise die Resultate der Versuchsreihen VI, VII c und

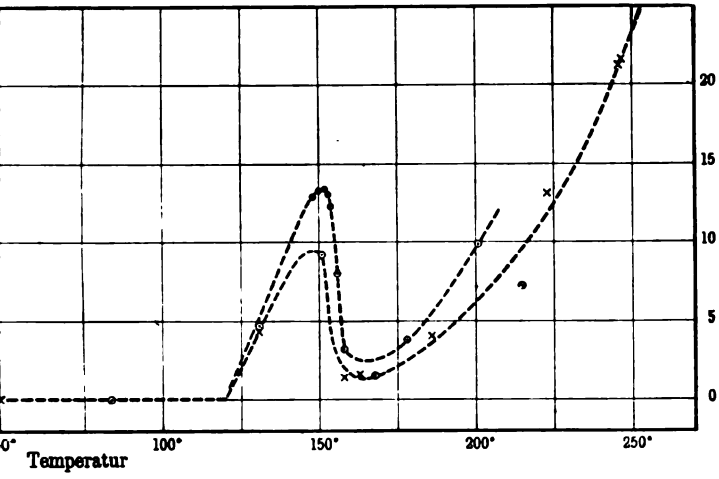
Reihe VI (in Fig. 2 mit × bezeichnet)			Reihe VII c (in Fig. 2 mit ⊙ bezeich		
Temperatur	Leitfähigkeit	Einstellung der Temperatur	Temperatur	Leitfähigkeit (beobacht.)	Leitfähigkeit (auf VI reduziert)
50°	0,00	von unten			
			84°	0,00	0,00
131	0,89	„ oben	131	0,62	0,93
			151	1,23	1,84
158	0,28	„ unten			
163	0,32	„ „			
			168	0,20	0,30
186	0,81	„ oben			
			215	0,95	1,43
223	2,63	„ „			
246	4,23	„ „			
247	4,30	„ „			

Die Schwefelproben befanden sich in diesen beid
zufolge vorsichtiger, gleicher Vorbehandlung, in vergl
Zustande, was sonst nicht immer der Fall war (vgl. u
die Widerstandskapazität der Zelle bei Reihe VII c d
änderung von Elektrodenabstand und -größe etwa $^3/_2$ m
war wie bei Reihe VI, sind zum Vergleiche die Leit

[1]) G. Foussereau, C. R. 97, 996, 1883.

von VII c, wie sie durch die Galvanometerausschläge ge-
n wurden, durch Multiplikation mit $^3/_2$ auf VI reduziert
ferung links in der Figur). Reihe VII d ist bei gleichem

Fig. 2.



eraturmaßstab ohne Reduktion der Leitfähigkeitswerte ein-
gen (Bezifferung rechts in der Figur).

Reihe VII d (in Fig. 2 mit ⊕ bezeichnet)

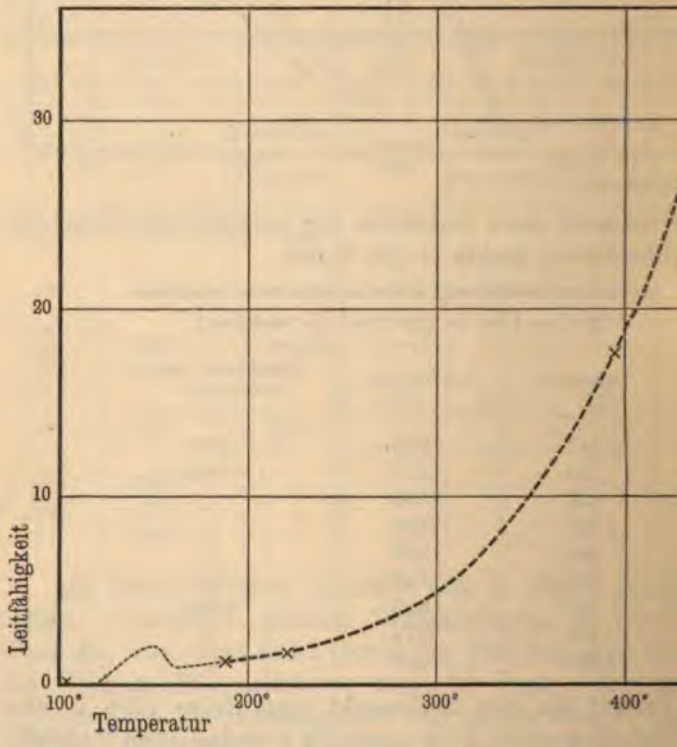
Temperatur	Leitfähigkeit	Einstellung der Temperatur
148°	12,86	von oben
150	13,30	„ unten
152	13,35	„ „
153	13,00	„ „
154	12,22	„ „
156	8,00	„ oben
158	3,08	„ unten
178	3,74	„ „
201	9,89	„ „

Den Verlauf bis zum Siedepunkt zeigt Reihe VII b in um-
nder Tabelle und Fig. 3 (in gegen Fig. 2 verändertem Maßstab).
Eine exakte Reproduktion der Leitfähigkeitswerte für gleiche
eraturen in verschiedenen Versuchsreihen ist nicht möglich,

Reihe VII b (Fig. 3)		
Temperatur	Leitfähigkeit	Einstellung der Temperatur
104°	0,00	von unten
188	1,16	„ oben
221	1,61	„ „
394	17,69	„ unten
446	32,86	„ „

da sich der flüssige Schwefel im Vergleich mit andere (Metallen oder guten Elektrolyten) recht ungleichmäß

Fig. 3.



und für gleiche Versuchsbedingungen mitunter sehr ver Resultate ergeben kann. Jedoch reihen sich bei ein

en Zusammensetzung der Zelle die Leitfähigkeitswerte für
oben und von unten eingestellte Gleichgewichtstemperaturen
ie nämliche Kurve ein, wie die einzelnen Zahlen der Reihen VI,
o und VII d zeigen. Wurde der Elektrodenabstand, ohne die
e zu öffnen, durch Anziehen des Zuleitungsdrahtes der oberen
trode verdoppelt, so stieg auch der Widerstand der Zelle etwa
das Doppelte. Erhitzt man den Schwefel längere Zeit auf
Temperatur oder läßt ihn sieden, so haben die Leitfähig-
werte für die Temperaturen nicht weit über dem Schmelzpunkt
zum zehnten Teil ihres ursprünglichen Betrages abgenommen,
schon FOUSSEREAU (l. c.) fand und ich auch für vollkommene
tellung des Gleichgewichts $S_{\text{lösl.}} \rightleftarrows S_{\text{unlösl.}}$ bestätigen konnte.
einer Versuchsreihe war allerdings nach Erhitzung auf 430°
Leitfähigkeit für die tieferen Temperaturen auf das sieben-
e gewachsen; doch lag dies jedenfalls an einer Verstellung
Elektroden. Bei lange andauernder Erhitzung auf konstante
peratur nehmen die Leitfähigkeitswerte allmählich ab.

Nimmt man an, daß sich die Netzelektrode wie ein Blech
gleicher Größe verhält, was annäherungsweise wohl gestattet
so berechnet sich der spezifische Widerstand des flüssigen
vefels aus Leitfähigkeit, Elektrodengröße und -abstand zu:

$$2 \cdot 10^{10} \text{ bei } 130^\circ,$$
$$10^6 \text{ „ } 430^\circ$$

$\cdot 10^6$ Ω pro Zentimeterwürfel). Diese Zahlen stellen ungefähr
Maximalwert der Temperaturabhängigkeit dar; in einem Falle
sehr lange dauernder hoher Erhitzung war der Widerstand
134° nur $^1/_{200}$ desjenigen bei 448° (vgl. die Tabelle auf S. 500).
Die Kurvenfalte zwischen 150 und 220° hängt ganz offenbar
der großen Viskosität zusammen, die der Schwefel in diesem
peraturintervall besitzt, bei höherer Temperatur jedoch wieder
ert. ROTINJANZ[1]) hat dieses Verhalten der inneren Reibung
lich eingehend studiert und ist der Meinung, daß die Zähig-
sänderungen unabhängig seien von der Anwesenheit des un-
chen Schwefels; damit wird auf eine Erklärung verzichtet.
iegt jedoch die Möglichkeit vor, daß die gerade jenen Tempe-

[1]) L. ROTINJANZ, ZS. f. physik. Chem. 62, 609, 1908.

raturen zukommenden Gleichgewichtsmengen von $S_{lösl.}$ u
sich in ihrer Mischung durch eine intensive Steigerung
kosität auszeichnen; denn auch das anomale Verhalte
physikalischer Eigenschaften des flüssigen Schwefels
Temperaturgebiet [z. B. Oberflächenspannung und Dich
allein durch die Gleichgewichtsisomerie $S_{lösl.} \rightleftarrows S_{unlösl.}$
ständlich.

Von den bisherigen Beobachtern der Leitfähigkeit de
Schwefels, FOUSSEREAU[2]) und MONCKMAN[3]), ist dieser falt
Kurvenverlauf nicht bemerkt worden. FOUSSERAU fan
bis 150° eine Abnahme des Widerstandes im Verhältnis
von 160° an zunehmenden Widerstand. MONCKMANS
Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit konnte ich
der Kurvenfalte der Größenordnung nach bestätigen.
für gereinigten Schwefel bei Anwendung von Platinelekt
spezifischen Widerstand:

$2{,}8 \cdot 10^8$ bei 300°,
$5{,}7 \cdot 10^7$ „ 350°,
$7{,}7 \cdot 10^6$ „ 440°.

Der Gesamtverlauf der Leitfähigkeitskurve deutet d
daß die Ursache der Leitfähigkeit des Schwefels i
ringen Beimengungen zu sehen ist, die, als Elektroly
die Leitfähigkeit mit positivem Temperaturkoeffizienten
Die sehr geringe Leitung des festen Schwefels nimmt
beim Schmelzen größere Beträge an und wächst dann
zum Siedepunkt, mit Ausnahme des Gebietes der gr
kosität, wo wegen des stärkeren Reibungswiderstandes
minderung der Leitung eintritt, in Analogie zu anderen
Fällen dieser Art. Hier könnte vielleicht doch ein Li
auf die Leitfähigkeit nachweisbar sein, da wahrsch
diesem Temperaturintervall eine Zunahme der Menge v
durch Änderung der Viskosität indirekt auch die Lei
ändern wird. Ein derartiger Effekt konnte jedoch bei
findlichkeit meiner Beobachtungsmethode nicht bemerk

[1]) A. WIGAND, ZS. f. physik. Chem. 63, 276 und 301, 1898.
[2]) G. FOUSSEREAU, l. c.
[3]) J. MONCKMAN, l. c.

Als leitende Beimengungen kommen in erster Linie Oxyd-
en in Betracht, die sich unvermeidlich bilden und im Schwefel
und auch, wie SMITH, HOLMES und HALL[1]) fanden, als
tiver Katalysator bei der Umwandlung im flüssigen Schwefel
wichtige Rolle spielen. Vielleicht ist auch noch ein kleiner
von Schwefelkohlenstoff als Überbleibsel vom vorangegangenen
ristallisieren gelöst.

Für die Erklärung der Leitfähigkeit des Schwefels durch
engungen (gelöste Gase) sprechen noch einige andere Be-
htungen, die zum Teil schon erwähnt wurden: die Werte der
ähigkeit für die einzelnen Temperaturen sind nur in be-
nktem Maße reproduzierbar. Man beobachtet, wenn die
peratur lange Zeit konstant gehalten wird, und sogar wenn
ngsam ansteigt, dauernd eine langsame Abnahme der Leit-
keit, wie die Versuche der folgenden Tabelle zeigen; diese
einung erklärt sich durch das allmähliche Abdestillieren der
den Bestandteile.

Temperatur	Leitfähigkeit	Erhitzungsdauer
124°	0,99	0 Stunden
126	0,93	1 „
128	0,86	2 „
129	0,75	3 „
130	0,66	4 „
131	0,62	5 „

Auch daß der Widerstand durch hohes Erhitzen für tiefere
peraturen zunimmt, wird so verständlich, da der flüssige
efel bei hohen Temperaturen weniger Gas gelöst zu halten
ag und dann in reinerem Zustande zu den tieferen Tempe-
en gelangt. Zu dem gleichen Resultat bezüglich des Ent-
hens der gelösten Oxyde kam SMITH (l. c.) durch seine Ver-
e über den Einfluß von Katalysatoren.

Um festzustellen, ob speziell das Schwefeldioxyd wesent-
sei, wurde in eine vorher untersuchte Schwefelzelle, ohne sie
öffnen, durch eins der Elektrodenglasrohre ein langsamer

[1]) A. SMITH, W. B. HOLMES u. E. S. HALL, ZS. f. physik. Chem. 52, 1905; 54, 257, 1906.

Strom des getrockneten Gases (dargestellt durch Reduk
konzentrierter Schwefelsäure mit Kupfer) eine halbe Stu
eingeleitet. Die Leitfähigkeit war danach bei derselben
ratur auf das Doppelte gestiegen. Durch nachheriges
von Luft ging die Leitfähigkeit, wohl wegen der Entfern
Schwefeldioxyd, wieder etwas zurück.

Dresden, Physikalisches Institut der Technisch. Ho
29. Juni 1908.

Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elektronentheorie der Metalle;

von P. Gruner.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)
(Vgl. oben S. 450.)

Die Übertragung der Elektronentheorie auf die Erscheinungen elektrischen und kalorischen Vorgänge in Metallen ist schon erholt in Angriff genommen worden.

E. RIECKE[1]) war wohl der erste, der in strenger Durchung die Gesetze der kinetischen Gastheorie auf die Bengen der Elektronen im Innern der Metalle anwendete. e Theorie gründet sich auf die Annahme zweier Arten von beweglichen Elektronen, positiven und negativen, deren Dichte nüber den ponderablen Molekülen so klein sein soll, daß die Stöße der Elektronen mit den letzteren in Betracht zu n sind. P. DRUDE[2]), der ebenfalls zwei oder mehr Elekenarten in den Metallen voraussetzte, geht von der umhrten Annahme aus, wonach nur die Stöße der Elektronen reinander zu berücksichtigen sind. Dank dieser Voraussetzung durch Beiziehung einiger weiterer, äußerst glücklich getroffener stellungen (universelle Konstante α, konstante mittlere Geindigkeit der Elektronen usw.) gelingt es ihm, auf außerntlich einfache Weise ein sehr gutes, in mancher Beziehung iges Bild der betreffenden Erscheinungen zu liefern. Ein leich zwischen den Theorien von DRUDE und RIECKE ist er von RIECKE[3]) selber gegeben worden. Auch von J. J. THOM[4]) bestehen Untersuchungen über die hier vorliegenden bleme.

[1]) E. RIECKE, Wied. Ann. 66, 353 u. 545, 1898.
[2]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 1, 566; 3, 369, 1900.
[3]) E. RIECKE, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 3, 24, 1906.
[4]) J. J. THOMSON, Die Korpuskulartheorie der Materie, 1908. Dieses k kam mir erst beim Abschluß meiner Arbeit in die Hände.

Endlich hat LORENTZ [1]) in etwas veränderter Form
tronentheorie der Metalle behandelt. Er schließt sich
wieder der Anschauung von RIECKE an, wonach die
Elektronen mit den ponderablen Molekülen weitaus üb
dann aber sucht er (wie dies den neueren Anschauung
aus entspricht) durch bloße Annahme von frei beweglich
tiven Elektronen auszukommen. Zudem sucht er s
führungen strenger zu gestalten, indem er die Gesch
der Elektronen, gemäß dem MAXWELLschen Geschwi
verteilungsgesetz, einführt. — Allerdings hat LOREN
seine zuerst angegebene Annahme wieder fallen lassen,
derselben zur Erklärung der galvanomagnetischen Effe
auskam. Auch R. GANS [2]), der die LORENTZschen G
weiter ausführte, mußte konstatieren, daß jene Annahm
Empirie nicht in Übereinstimmung zu bringen sei.

In diesem Punkte möchte die vorliegende Untersuc
setzen, wobei gleich bemerkt werden mag, daß es sich
eine vorläufige Mitteilung handelt, indem die eingehen
rische Prüfung der gewonnenen Formeln, sowie auch
wendung auf die komplizierten, galvano-magnetischen
noch nicht durchgeführt werden konnte.

Die wesentlichen Gedanken dieser Untersuchung sind
Festhalten an der Annahme einer einzigen Art frei be
Elektronen (der negativen), Anwendung der LORENTZ s
aussetzungen und Methoden (Stoß der Elektronen mit
külen allein, MAXWELLs Verteilungsgesetz, elastische St
und Erweiterung derselben durch Annahme sow
positiven als auch von elektrisch neutralen
molekülen, von denen die ersteren unter Um
negative Elektronen binden können, währe
zweiten durch Elektronenstoß ionisiert werden
Die Einführung dieser letzten Annahme, die jedenfall
aus im Einklang ist mit dem, was wir über die
wirkung von Elektronen und ponderablen Molekülen

[1]) H. A. LORENTZ, Versl. Akad. v. Wetensch. zu Amsterdam
1905; Proc. Amsterdam 7, 438, 585, 684, 1905.

[2]) R. GANS, Zur Elektronenbewegung in Metallen. Ann. d.
20, 293, 1906.

te vielleicht die Mittel an die Hand geben, um durch bloße egung der negativen Elektronen die galvanischen und ischen Erscheinungen in den Metallen darzustellen.

I. Grundvorstellungen der Theorie.

Die Vorstellungen, die wir uns auf Grund des bisher ge- n zu machen haben, mögen hier zusammengestellt werden. Ein Metallstück wird aufgefaßt als ein Raum, der bei ener Temperatur mit unbeweglich gelagerten[1]), ponderablen llmolekülen erfüllt ist. Diese Moleküle werden als voll- nen elastische Kugeln mit dem Radius R (Radius ihrer ungssphäre) aufgefaßt. Jedes Molekül enthält einen, von untrennbaren, unveränderlichen Kern mit der positiven elek- nen Elementarladung $+e$[2]). Moleküle, die keine andere, elektrische Ladung haben, heißen positive Moleküle, ihre pro Volumeinheit sei N_p. Gewisse Moleküle besitzen dem in ihrem Innern ein negatives Elektron mit der Ele- arladung $-e$; dieses Elektron ist in nicht näher zu be- nender Weise an den positiven Kern gebunden und besitzt bestimmte potentielle und kinetische Energie (letztere nur, das Elektron im Innern des Moleküls um den positiven kreist). Solche Moleküle heißen neutrale Moleküle, ihre pro Volumeinheit sei N_n. Die Zahl $N = N_n + N_p$ aller küle pro Volumeinheit ändert sich natürlich nur in geringem mit der Temperatur (sowie auch der Radius R).

In den Zwischenräumen der Moleküle befindet sich stets eine hl frei beweglicher, negativer Elektronen. Ist der Zustand em elektrisch ungeladenen Metallstück stationär, hinfort immer vorausgesetzt werden soll, so muß die n dieser negativen Elektronen pro Volumeinheit gleich

---

[1]) Die Unbeweglichkeit ist natürlich nur so zu verstehen, daß die ungssphäre der Moleküle im Mittel in Ruhe bleibt; kleine Oszillationen Moleküle um ihre Gleichgewichtslage sind nicht ausgeschlossen, sollen nicht in Betracht kommen.

[2]) Wir beschränken uns also auf Betrachtung solcher Moleküle, die Ionisation nur einwertig werden; ob in dem Molekül noch weitere pen positiver und negativer Ladung vorkommen, deren Wirkung sich seitig aufhebt, lassen wir dahingestellt.

der Zahl N_p der positiven Moleküle sein. Die freien Elektronen werden als verschwindend kleine, vollkommen mit Trägheit versehene Kugeln mit der unveränderli mentarladung $-e$ aufgefaßt. Die Bewegung der frei tiven Elektronen allein bestimmt die Tempera den elektrischen Zustand des Metalles, wobei schauungen der kinetischen Gastheorie, also auch das Ma Geschwindigkeitsverteilungsgesetz, jenen Bewegungen gelegt werden. Die Zahl der Stöße der Elektronen unte soll verschwindend klein sein im Verhältnis der Zahl zwischen Elektronen und Molekülen [1]).

Bei dem Zusammenstoß eines Elektrons m Molekül kann dreierlei erfolgen:

1. Das Elektron wird nach den Gesetzen des vol elastischen Stoßes zurückgeworfen.

2. Das Elektron stößt auf ein positives Molekül durch dessen anziehende elektrische Kraft in seine sphäre bleibend hineingezogen, d. h. es wird gebund

3. Das Elektron stößt mit solcher Wucht auf ein Molekül, daß das in ihm gebundene Elektron losgeri während das erste Elektron mit verminderter Gesch zurückprallt, d. h. es tritt Ionisation ein.

Zwischen diesen drei Hauptwechselwirkungen könn lich allerlei Übergänge stattfinden; da es sich aber Mittelwertsbildungen handelt, dürfen diese Übergänge lässigt werden.

Die Schwierigkeit liegt darin, die Bedingungen Stoßarten genau festzustellen. Eine genaue Analyse m auf Rücksicht nehmen, daß nicht nur die Geschwindi stoßenden Elektrons für das Resultat des Stoßes maßg sondern auch die Art desselben (zentraler oder seitlic ferner müßte der Mechanismus der Ionisation und der

---

[1]) Dies ist zulässig, wenn man den Radius der Wirkungss Moleküls zu 10^{-8} cm, denjenigen des Elektrons zu 10^{-13} cm an dafür sorgt, daß weder das Verhältnis $\frac{N_p}{N}$, noch dasjenige $\frac{N_n}{N}$ gewisse Grenze (etwa 10^{-4}) sinkt.

ı elektronentheoretisch bekannt sein, und endlich auch der ıß der sich durchsetzenden elektrischen Felder der positiven e und der negativen Elektronen in Betracht gezogen werden. t klar, daß eine übersichtliche und einfache Behandlung des ems dadurch verunmöglicht werden würde. Es sind deshalb lgenden die denkbar einfachsten und doch noch plausibel nenden Annahmen getroffen worden.

Betrachten wir zuerst den Zusammenstoß eines Elektrons einem positiven Molekül. Ist die Geschwindigkeit des en groß, so fällt die schwache Anziehung des positiven Kernes as negative Elektron gar nicht in Betracht, der Zusammen- ist vollkommen elastisch. Ist aber die Geschwindigkeit g, so wird im Gegenteil diese elektrische Anziehung über- n, das Elektron wird in das Molekül hineingezogen, es gebunden. Diese beiden Fälle sollen durch eine bestimmte ızgeschwindigkeit G der Elektronen scharf getrennt sein. Betrachten wir den Zusammenstoß eines Elektrons mit einem ralen Molekül, so wird umgekehrt bei kleiner Geschwindig- ein vollkommen elastischer Stoß stattfinden, bei großer ıwindigkeit aber überträgt das stoßende Elektron seine kine- Energie dem gebundenen Elektron, und dieses letztere in der Richtung des Stoßes mit der Geschwindigkeit ersteren aus dem Molekül heraus, es findet Ionisation[1]) Gleichzeitig prallt das stoßende Elektron elastisch ck, aber mit verminderter Geschwindigkeit (ent- hend der Energie, die das gebundene Elektron besessen). Auch diese beiden Fälle werden durch eine Grenz- hwindigkeit G scharf getrennt, und zur weiteren Ver- chung nehmen wir hier denselben Wert von G an, wie [2]).

Es ergibt sich daraus, daß jedes Elektron, dessen Geschwin- it $< G$ ist, beim Zusammenstoß mit einem neutralen Molekül

[1]) Freilich könnten über die Geschwindigkeiten des ionisierten und prallenden Elektrons noch ganz andere Hypothesen gemacht werden; rliegende scheint uns vorderhand die einfachste und naturgemäßeste n.

[2]) Eine Unterscheidung der Grenzgeschwindigkeiten G_1 und G_2 bei ng und Ionisation ließe sich wohl durchführen, würde aber die Theorie lizierter gestalten, ohne sie wesentlich brauchbarer zu machen.

*

abprallt und beim Stoß mit einem positiven Molekül gebunden wird, also verschwindet; ferner, daß jedes Elektron, dessen Geschwindigkeit $> G$, beim Zusammenstoß mit einem positiven Molekül abprallt, und beim Stoß mit einem neutralen Molekül Ionisation erzeugt. Diese Ionisation kommt aber praktisch auf dasselbe heraus, als ob das Elektron ungehindert weiterginge und dabei ein neues Elektron entstände, dessen Geschwindigkeit natürlich $< G$ ist (und dabei entgegengesetzt gerichtet dem stoßenden Elektron).

Die letzte Annahme, die noch zu treffen ist, betrifft eben diese durch Ionisation entstehende Geschwindigkeit. Es läßt sich darüber kaum etwas apriori feststellen, dagegen wird eine Annahme allgemeiner Art über diese Schwierigkeit hinweghelfen:

Wir setzen voraus, daß in jedem physikalisch unendlich kleinen Volumelement[1]), im stationären Zustande, in jedem Zeitelement durch Bindung genau soviel Elektronen einer nach Richtung und Größe gegebenen Geschwindigkeit ($< G$) verschwinden, als durch Ionisation Elektronen von derselben Geschwindigkeit (gleicher Größe und gleicher Richtung) entstehen.

Indem wir auf diese Weise eine Art selbständiger Regulierung zwischen Bindung und Ionisation aufstellen, entheben wir uns der kaum lösbaren Aufgabe, die bei der Ionisation auftretende, elastische Stoßwirkung zu ermitteln, und gleichzeitig ergibt sich damit eine wesentliche Vereinfachung der mathematischen Ausdrücke.

II. Mathematische Grundlagen der Theorie.

a) Die Stoßgleichungen.

Die mathematische Durchführung der obigen Theorie erfolgt genau in gleicher Weise wie die von LORENTZ (l. c.) gegebene. Wir verweisen deshalb auf seine Arbeit und geben hier nur die Hauptlinien der betreffenden Ableitungen.

---

[1]) Ein „physikalisch unendlich kleines" Volumelement, im Sinne von LORENTZ, enthält immer noch unendlich viele Moleküle und Elektronen. Siehe Enzyklop. der math. Wissensch. 5 [2], 201, 1904.

m Volumelement $d\tau$ sind $n d\tau$ Elektronen, die sich mit allen chen Geschwindigkeiten v (mit den Komponenten $\xi\eta\zeta$) be-. Die Zahl derselben, deren Geschwindigkeit innerhalb ζ und $\xi+d\xi$, $\eta+d\eta$, $\zeta+d\zeta$ liegen, d. h. innerhalb des hwindigkeitsbezirkes $dw = d\xi . d\eta . d\zeta$, sei

$$f(xyzt\xi\eta\zeta)\,d\tau . dw = f . d\tau . dw.$$

n bekannter Weise ergibt sich die Zahl der Stöße, welche Elektronen im Zeitelement dt mit den $N_p d\tau$ positiven külen vom Radius R erleiden:

$$dZ = -N_p\,dt\,dw\,d\tau\,R^2 . v \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta.$$

olange $v < G$, werden die Elektronen von den Molekülen den; dieses Integral gibt also die durch Bindung aus $d\tau$ dw in der Zeit dt verschwindenden Moleküle.

st $v > G$, so findet elastischer Stoß statt.

nfolgedessen gelangen die gestoßenen Elektronen des Ge-ndigkeitsbezirkes dw in einen veränderten Bezirk dw', wobei eränderten Geschwindigkeitskomponenten sind:

$$\left.\begin{aligned} \xi' &= \xi - 2v\cos\vartheta . \cos f \\ \eta' &= \eta - 2v\cos\vartheta . \cos g \\ \zeta' &= \zeta - 2v\cos\vartheta . \cos h \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

$\measuredangle$ der Richtung von v mit dem Radius, der im gestoßenen cül nach der Stoßstelle gezogen wird; $f, g, h = \measuredangle\measuredangle$ dieses is mit den Koordinatenachsen).

ehen somit durch den Stoß dZ Elektronen in den Bezirk ber, so werden umgekehrt aus diesem Bezirk dw' in den inglichen Bezirk dw eine Anzahl dZ' Elektronen gelangen:

$$dZ' = +N_p\,dt . dw'\,d\tau\,R^2 v' \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f' \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta.$$

Hier bedeutet $f' = f(xyzt\xi'\eta'\zeta')$, ferner ist wegen der elbildlichkeit $dw' = dw$ und $v' = v$.

Die Elektronenzahl im Bezirk dw wird also durch den Stoß den positiven Molekülen vermehrt um:

$$N_p\, dt\, dw\, d\tau\, R^2 v \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} (f' - f) \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta, \qquad 2a)$$

wobei stets $v > G$ sein muß.

Analog folgt: Durch den Stoß mit den $N_n\, d\tau$ neutralen Molekülen wird die Elektronenzahl vermehrt um:

$$N_n\, dt\, dw\, d\tau\, R^2 v \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} (f' - f) \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta, \qquad 2b)$$

wobei stets $v < G$ sein muß.

Ist $v > G$, so findet Ionisation statt, d. h. es ist, als ob das stoßende Elektron ungehindert weiterzöge, dagegen eine Anzahl dZ'' neuer Elektronen entständen (zur Vermeidung von Verwechselungen seien hier die auf die stoßenden Elektronen bezüglichen Größen mit Index $''$ versehen):

$$dZ'' = +N_n\, dt\, dw''\, d\sigma\, R^2 v'' \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f'' \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta.$$

Diese Zahl dZ'' der entstandenen Elektronen hat eine Geschwindigkeit $v < G$. Nach unserer speziellen Annahme (S. 514) muß jeder Geschwindigkeit $v < G$ eine Geschwindigkeit $v'' > G$ entsprechen, in der Weise, daß im stationären Zustand die Zahl dZ der aus dem Bezirk dw durch Bindung verschwindenden Elektronen gleich sein muß der Zahl dZ'' der (aus dem Bezirk dw'') durch Ionisation in dem Bezirk dw neu geschaffenen Elektronen. Die Gleichung $dZ' = dZ''$ oder:

$$\left.\begin{aligned} N_p\, dw\, v \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta \\ = N_n\, dw''\, v'' \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f'' \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta \end{aligned}\right\} \qquad 3)$$

liefert also den mathematischen Ausdruck dieser Wechselwirkung zwischen Ionisation und Bindung bei stationärem Zustande.

Für die Zunahme der Elektronen des Bezirkes dw ist dem- die Bindung bzw. die Ionisation belanglos, so daß die ıungen 2a) und 2b) den gesamten Wert jener Zunahme ge der Molekularstöße darstellen.

b) Ermittelung der Funktion f.

Wenn die Elektronenverteilung im ganzen Metallstück gleich- ; wäre, so müßte für f das bekannte MAXWELLsche Ver- gsgesetz gelten:

$$f(\xi\eta\zeta) = A.e^{-hv^2},$$

und h nur von der Natur des Metalles und von seiner eratur abhängen.

)a wir aber eine mit dem Raum variable Verteilung der ronen annehmen (variable Temperatur, elektrische Strö- en), so muß obiger Ausdruck eine entsprechende Abände- erhalten.

Für den stationären Zustand, den wir ja stets voraus- ı, dürfen wir uns der Annahme von LORENTZ anschließen ıetzen:

$$f(xyz\,\xi\eta\zeta) = A.e^{-hv^2} + \varphi(\xi\eta\zeta),$$

ın A und h auch Funktionen des Raumes sind, und wo φ ehr kleine Werte annehmen soll (d. h. nur geringe Ab- ıungen von dem Gleichgewichtszustand angibt).

Spezialisieren wir unsere Untersuchungen für den Fall, daß nur ationen in einer Richtung und zwar in der X-Rich- auftreten dürfen, so setzen wir, ebenfalls nach LORENTZ:

$$f(x\xi\eta\zeta) = A.e^{-hv^2} + \xi\chi(v). \qquad 4)$$

Die Funktion $\chi(v)$ läßt sich ermitteln durch Einführung 4) in den Ausdruck für die Elektronenzunahme, die im Ge- indigkeitsbezirk dw im Volumelement 1 in der Zeit 1 statt- t.

Sofern jene Zunahme durch die molekularen Zusammenstöße ngt ist, ergibt sie sich aus 2a) und 2b). Durch Anwendung 4) und 1) wird daselbst:

$$f' - f = (\xi' - \xi)\chi(v) = -2v\cos\vartheta\cos f\chi(v)$$

$$\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} (f'-f)\cos\vartheta\sin\vartheta\, d\vartheta = -\pi v\cos f\cdot\chi(v)$$

$$= -\pi\xi\chi(v).$$

Die Zunahme wird demnach, je nachdem die Geschwindigkeit der Elektronen $\lessgtr G$ ist (was einfach durch Beifügen des Index 1 bzw. 2 bezeichnet werden soll):

$$\left.\begin{array}{ll} -\pi N_n R^2 \xi_1 v_1 \chi(v_1) dw_1 & \text{für } 0 < v_1 < G \\ -\pi N_p R^2 \xi_2 v_2 \chi(v_2) dw_2 & \text{für } G < v_2 < \infty \end{array}\right\} \quad 5)$$

Dazu kommt noch die Veränderung der Elektronenzahl infolge ihrer eigenen Bewegung ($\xi\eta\zeta$) und infolge fremder Kraftwirkungen, deren Beschleunigungskomponenten mit X, Y, Z bezeichnet seien.

Wird auch hier nur eine Variation in der X-Richtung angenommen, so ergibt sich hierfür[1]):

$$\left(-X\frac{\partial f}{\partial \xi} - \xi\frac{\partial f}{\partial x}\right) d\tau\, dw\, dt$$

pro Volumelement und Zeitelement.

Im stationären Zustande darf die Elektronenzahl sich nicht ändern, es folgt:

$$\left(+X\frac{\partial f}{\partial \xi} + \xi\frac{\partial f}{\partial x}\right) dw = -\pi N R^2 \xi v \chi(v) dw,$$

worin, je nach dem Wert von v, die Zahl N_p bzw. N_n und der Index 1 bzw. 2 einzusetzen ist.

Setzt man in die linke Seite den Ausdruck 4) ein und vernachlässigt hier das Zusatzglied $\xi\chi(v)$, weil es sich so wie so nur um geringe Werte handelt, so folgt:

$$\xi\cdot e^{-hv^2}\cdot\left(-2hAX + \frac{dA}{dx} - v^2 A\frac{dh}{dx}\right) = -\pi N R^2 \xi v X(v),$$

woraus die Zusatzfunktion χ sich ergibt:

$$\chi(v) = \frac{1}{\pi N R^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx} + v^2 A\cdot\frac{dh}{dx}\right)\frac{1}{v}\cdot e^{-hv^2}$$

und hieraus die gesamte Funktion f:

---

[1]) Siehe Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, I, S. 114. 1898.

$$= A e^{-h v_1^2} + \frac{1}{\pi R^2 N_m}\left(2hAX - \frac{dA}{dx} + v_1^2 A \frac{dh}{dx}\right)\frac{\xi_1}{v_1} e^{-h v_1^2} \quad \text{für } 0 < v_1 < G$$

$$= A \cdot e^{-h v_2^2} + \frac{1}{\pi R^2 N_p}\left(2hAX - \frac{dA}{dx} + v_2^2 A \frac{dh}{dx}\right)\frac{\xi_2}{v_2} e^{-h v_2^2} \quad \text{für } G < v_2 < \infty \qquad 6)$$

c) Integration der Gleichungen.

Die Gleichungen 6) geben die Werte von f für einen timmten Geschwindigkeitsbezirk dw. Durch passende Ver-idung dieser Werte und Integration über alle Geschwindig-en, wobei f_1 zwischen den Grenzen $0 - G$ und f_2 zwischen Grenzen $G - \infty$ auftritt, ergeben sich die gewünschten iehungen.

1. Zahl der Elektronen (somit auch der positiven Moleküle) Volumen 1:

$$n = N_p = \int_0^G f_1\, dw_1 + \int_G^\infty f_2\, dw_2 = A\sqrt{\frac{\pi^3}{h^3}}. \qquad 7\,a)$$

2. Mittleres Geschwindigkeitsquadrat der Elektronenbewegung:

$$u^2 = \frac{1}{n}\int_0^G v_1^2 f_1\, dw_1 + \int_G^\infty v_2^2 f_2\, dw_2 = \frac{3}{2h}. \qquad 7\,b)$$

Diese zwei Integrale geben dieselben Werte, die sich auch der kinetischen Gastheorie ergeben.

Definiert man, den Anschauungen derselben entsprechend, absolute Temperatur T proportional der mittleren ›endigen Kraft der Elektronen, so gilt:

$$\alpha T = \frac{m u^2}{2} \quad \text{oder} \quad h = \frac{3m}{4\alpha T}. \qquad 7\,c)$$

Hier bedeutet m die träge Masse der negativen Elektronen; α wirklich eine universelle Konstante sei in dem Sinne von UDE, wonach sie denselben Wert für die Bewegungen der Gas-leküle wie für die Bewegungen der Elektronen besitzen soll, g vorläufig noch unentschieden bleiben.

3. Überschuß der Anzahl der Elektronen, die pro Zeiteinheit durch eine senkrecht zur X-Achse stehende Fläche 1 im Sinne der positiven X-Achse hindurchtreten:

$$\nu = \int_0^G \xi_1 f_1 \, dw_1 + \int_G^\infty \xi_2 f_2 \, dw_2. \tag{8}$$

4. Überschuß der lebendigen Kraft, welche die durch eine senkrecht zur X-Achse stehende Fläche 1 tretenden Elektronen pro Zeiteinheit im Sinne der positiven X-Achse mit sich führen:

$$W = \frac{m}{2} \int_0^G \xi_1 v_1^2 f_1 \, dw_1 + \frac{m}{2} \int_G^\infty \xi_2 v_2^2 f_2 \, dw_2. \tag{9}$$

Zur Berechnung dieser Integrale führen wir die Werte (6) ein. Die Glieder im Integranden mit den Faktoren $\xi, \xi^3, \xi^5 \ldots$ fallen bei der Integration weg, weil sie gleich viel positive und negative Beiträge liefern. Das Differential dw, das von der Richtung von v unabhängig wird, kann gleich $4\pi v^2 dv$ gesetzt werden, ferner $\xi^2 = \frac{v^2}{3}$. Daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} \nu = {} & \frac{4}{3} \frac{1}{R^2 N_n} \left\{ A \frac{dh}{dx} \int_0^G v^5 e^{-h v^2} dv + \left(2hAX - \frac{dA}{dx} \right) \int_0^G v^3 e^{-h v^2} dv \right\} \\ & + \frac{4}{3} \frac{1}{R^2 N_p} \left\{ A \frac{dh}{dx} \int_G^\infty v^5 e^{-h v^2} dv + \left(2hAX - \frac{dA}{dx} \right) \int_G^\infty v^3 e^{-h v^2} dv \right\} \end{aligned}\right| \tag{8a}$$

$$\left.\begin{aligned} W = {} & \frac{2m}{3} \frac{1}{R^2 N_n} \left\{ A \frac{dh}{dx} \int_0^G v^7 e^{-h v^2} dv + \left(2hAX - \frac{dA}{dx} \right) \int_0^G v^5 e^{-h v^2} dv \right\} \\ & + \frac{2m}{3} \frac{1}{R^2 N_p} \left\{ A \frac{dh}{dx} \int_G^\infty v^5 e^{-h v^2} dv + \left(2hAX - \frac{dA}{dx} \right) \int_G^\infty v^5 e^{-h v^2} dv \right\} \end{aligned}\right| \tag{9a}$$

Die einzelnen Integrale berechnen sich vermittelst der Substitution $v^2 = s$ und ergeben:

$$\int_0^G v^3 e^{-h v^2} dv = \frac{1}{2h^2} - \frac{h G^2 + 1}{2 h^2} e^{-h G^2}$$

$$\int_G^\infty v^3 e^{-hv^2} dv = + \frac{hG^2+1}{2h^2} e^{-hG^2}$$

$$\int_0^G v^5 e^{-hv^2} dv = \frac{1}{2h^3} - \frac{h^2G^4+2hG^2+2}{2h^3} e^{-hG^2}$$

$$\int_G^\infty v^5 e^{-hv^2} dv = + \frac{h^2G^4+2hG^2+2}{2h^3} e^{-hG^2}$$

$$\int_0^G v^7 e^{-hv^2} dv = \frac{3}{h^4} - \frac{h^3G^6+3h^2G^4+6hG^2+6}{2h^4} e^{-hG^2}$$

$$\int_G^\infty v^7 e^{-hv^2} dv = \frac{h^3G^6+3h^2G^4+6hG^2+6}{2h^4} e^{-hG^2}.$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} \nu = {} & \frac{2}{3}\frac{1}{R^2N_n}\left\{\frac{1}{h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) + 2\frac{A}{h^3}\frac{dh}{dx}\right\} \\ & + \frac{2}{3}\frac{1}{R^2}\left(\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n}\right)e^{-hG^2}\left\{\frac{hG^2+1}{h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right)\right. \\ & \left. + A\frac{dh}{dx}\frac{h^2G^4+2hG^2+2}{h^3}\right\} \end{aligned}\right\} \text{8b)}$$

$$\left.\begin{aligned} W = {} & \frac{2m}{3}\frac{1}{R^2N_n}\left\{\frac{1}{h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) + 3\frac{A}{h^4}\frac{dh}{dx}\right\} \\ & \frac{m}{3}\frac{1}{R^2}\left(\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n}\right)e^{-hG^2}\left\{\frac{h^2G^4+2hG^2+1}{2h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right)\right. \\ & \left. + \frac{h^3G^6+3h^2G^4+6hG^2+6}{2h^4} A \cdot \frac{dh}{dx}\right\} \end{aligned}\right\} \text{9b)}$$

Die ersten Glieder von ν und W entsprechen durchaus der achen Theorie von LORENTZ, gelten also ohne Rücksicht auf Bindung der Elektronen und Ionisation der Moleküle. Die iten Glieder geben dagegen die Korrektionen an, die durch ücksichtigung jener Erscheinungen auf Grund unserer An- men anzubringen sind, und die es demnach ermöglichen, eine ktere Übereinstimmung der LORENTZschen Formeln mit den

Beobachtungsresultaten anzustreben. Daß jene Korrektionsglieder eine Differenz $\frac{1}{N_n} - \frac{1}{N_p}$ enthalten, die positiv, Null oder negativ werden kann, zeigt, daß je nach Umständen sehr verschiedenartige Korrektionen auftreten können, welche den mannigfaltigsten Verhältnissen Rechnung tragen. Es liegt also darin bereits ein Hinweis, daß der HALL-Effekt auf Grund dieser Gleichungen sowohl positive als auch negative Werte haben könnte.

d) Bedingungsgleichungen für G und für die N.

Die stets auftretenden Größen N_p und N_n sind nicht willkürlich, sondern es besteht eine bestimmte Beziehung zwischen ihnen und der für jedes Metall charakteristischen Grenzgeschwindigkeit G und der absoluten Temperatur T.

Dank unserer speziellen Annahme, die in der Gleichung 3):

$$N_p\, dw\, v \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta$$

$$= N_n\, dw''\, v'' \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f'' \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta$$

formuliert ist, wird jene Beziehung ziemlich einfach. Setzen wir für f bzw. f'' den Ausdruck 4) ein, der sich vor das Integral nehmen läßt, kürzen wir durch dasselbe (sein Wert ist $= \pi$) und integrieren wir jede Seite über die ihr zukommenden Grenzen, so folgt:

$$N_p \int_0^G v f\, .\, dw = N_n \int_0^\infty v''\, f''\, \pi w''.$$

Die Integranden mit dem Faktor ξ bzw. ξ'' fallen wiederum weg, dw kann $= 4\pi v^2\, dv$ gesetzt werden:

$$4\pi N_p A \int_0^G v^3 e^{-h v^2} dv = 4\pi N_n A \int_G^\infty v^3 e^{-h v^2} dw$$

$$N_p \left(-\frac{h G^2 + 1}{h^2}\, e^{-h G^2} + 1 \right) = N_n \frac{h G^2 + 1}{h^2}\, e^{-h G^2}.$$

Daraus folgt, wenn man $N_n + N_p = N$ setzt:

$$\left.\begin{aligned} \underline{N_p = N\,(h\,G^2 + 1)\,e^{-h\,G^2} = N\,.\,g} \\ \underline{N_n = N\,[1 - (h\,G^2 + 1)\,e^{-h\,G^2}] = N\,(1 - g)} \end{aligned}\right\} \quad \text{I)}$$

nn wir zur Abkürzung die Funktion von h, bzw. von T:

$$(h\,G^2 + 1)\,e^{-h\,G^2} = g$$

tzen.

Bei gegebener Grenzgeschwindigkeit G ist demnach das Verltnis der vorhandenen positiven Moleküle (bzw. auch der freien ektronen) zu den vorhandenen neutralen Molekülen eine ganz stimmte Funktion der Temperatur:

$$\frac{N_p}{N_n} = \frac{g}{1 - g}.$$

e) Umformung der Ausdrücke für ν und für W.

Durch Beiziehung der Bedingungsgleichungen I) und durch nutzung einer Reihe abkürzender Bezeichnungen lassen sich e Ausdrücke 8b) und 9b) zweckmäßig umformen.

Beständig tritt die Variable $h\,G^2$ auf, welche durch Benutzung n 7c) zu $\frac{3m}{4\alpha}\,G^2 \cdot \frac{1}{T}$ wird. Wir wollen dieselbe als unabhängige ariable einführen, indem wir setzen:

$$h\,G^2 = \frac{a}{T} = z, \qquad 10)$$

obei $a = \frac{3m}{4\alpha}\,G^2$ eine Konstante ist, die nur von der Natur des etalles abhängt.

Die folgenden Substitutionen (g, k, p, S, U, V) sind stets als unktionen dieser Größe z aufzufassen, wobei wir aber das rgument z weglassen:

$$e^{-h\,G^2}(h\,G^2 + 1) = g$$

$$e^{-h\,G^2}\frac{h^2\,G^4 + 2h\,G^2 + 2}{2} = k + g$$

$$e^{-h\,G^2}\frac{h^3\,G^6 + 3h^2\,G^4 + 6h\,G^2 + 6}{3} = p + g$$

$$\frac{1}{N_p} = \frac{1}{N.g} \quad \text{und} \quad \frac{1}{N_n} = \frac{1}{N(1-g)} \quad \text{gemäß I)}$$

$$\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n} = \frac{1}{N}\frac{1-2g}{g(1-g)} = \frac{1}{N} \cdot S$$

$$\frac{1}{N_n} + \left(\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n}\right) g = \frac{1}{N} \cdot 2$$

$$\frac{1}{N_n} + \left(\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n}\right)(g+k) = \frac{1}{N}(2 + k.S) = \frac{1}{N} \cdot U$$

$$\frac{1}{N_n} + \left(\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_n}\right)(g+p) = \frac{1}{N}(2 + p.S) = \frac{1}{N} \cdot V.$$

Daraus folgt aus 8b) und 9b):

$$\nu = \frac{4}{3}\frac{1}{R^2 N}\left\{\frac{1}{h^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) + \frac{1}{h^3} A \frac{dh}{dx} \cdot U\right\} \quad 11)$$

$$W = \frac{2}{3}\frac{m}{R^2 N}\left\{\frac{1}{h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) U + \frac{3}{h^4} A \cdot \frac{dh}{dx} \cdot V\right\} 12)$$

In diesen beiden Ausdrücken ist die ganze Grundlage unserer erweiterten Theorie galvanischer und kalorischer Erscheinungen in Metallen, in denen ein in der X-Richtung variabler, stationärer Zustand besteht, enthalten.

Wie LORENTZ schon nachgewiesen hat, lassen sich diese Ausdrücke auch auf beliebig gebogene, dünne Leiter anwenden, sobald ihr Querschnitt im Vergleich zum Krümmungsradius sehr klein ist, also auch auf geschlossene Leiterkreise.

III. Anwendungen der Theorie[1]).

a) Elektrisches Leitvermögen.

Ein langer, dünner, homogener Metalleiter, der auf konstanter Temperatur gehalten werde, sei von einem konstanten Strom mit der Stromdichte i durchflossen.

Dieser Strom äußert sich darin, daß durch jeden Querschnitt pro Flächeneinheit und Zeiteinheit eine Zahl ν negativer Elektronen hindurchtritt. Ist e die Ladung eines Elektrons, so folgt $i = \nu . e$.

---

[1]) In diesen Anwendungen werden genau die LORENTZschen Gedankengänge eingehalten.

In 11) ist wegen der Konstanz der Temperatur $\frac{dA}{dx} = \frac{dh}{dx} = 0$ setzen. Die wirkende äußere Kraft ist die elektrische Feldrke $\mathfrak{E}$, die dem Elektron mit der trägen Masse m eine Beleunigung $X = \mathfrak{E} \cdot \frac{e}{m}$ erteilt. Es folgt:

$$i = ve = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{R^2 N} \cdot \frac{1}{h^2} \cdot 2hA\mathfrak{E} \cdot \frac{e}{m} \cdot e.$$

In Anlehnung an die kinetische Gastheorie werde $\frac{1}{\pi R^2 N} = l$ setzt; es würde dann l die mittlere Weglänge der Elektronen deuten, wenn alle Elektronen dieselbe Geschwindigkeit hätten d wenn keine Ionisation oder Bindung auftreten würde. Somit

$$i = \frac{8\pi}{3} l \frac{A}{h} \cdot \frac{e^2}{m} \mathfrak{E}. \qquad 13)$$

Daraus ergibt sich das spezifische Leitvermögen σ ($i = \sigma . \mathfrak{E}$) ter Anwendung der Beziehungen (7 a — 7 c):

$$\sigma = 2\sqrt{\frac{2}{3\pi}} \frac{lnue^2}{\alpha} \cdot \frac{1}{T}. \qquad 14)$$

Sofern $N_p = N_n$, also $2n = 2N_p = N$ angenommen rd, d. h. wenn gerade die Hälfte aller Moleküle als ionisiert gesehen wird, so deckt sich der obige Ausdruck genau mit dem n LORENTZ hergeleiteten.

Es ist interessant, zu konstatieren, daß gerade hier die orrektionsglieder, die unsere Theorie für die LORENTZschen erte bringt, nicht in Betracht fallen, und daß somit trotz serer Erweiterungen wieder die einfache Formel, die schon RUDE aufgestellt hatte (allerdings mit anderen numerischen aktoren), erhalten wird. Die Beobachtungen bestätigen in der at, daß das Leitvermögen σ sich umgekehrt proportional der soluten Temperatur ändert. Demnach müßte, genau wie bei RUDE und LORENTZ, das Produkt (lnu) von der Temperatur nabhängig sein. Daraus folgt, wenn

$$l = \frac{1}{\pi R^2 N}, \quad n = N_p = N.g, \quad u \sim \sqrt{T},$$

daß der Radius R der Moleküle sich mit der Temperatur so ändern müßte, daß $\frac{g\sqrt{T}}{R^2}$ konstant bleibt. Wie weit dies richtig sein mag, entzieht sich unserer Beurteilung.

b) Das Wärmeleitvermögen.

Derselbe metallische Leiter sei jetzt nicht mehr stromdurchflossen, aber mit einer beliebigen stationären Temperaturverteilung versehen. Da einerseits kein Strom fließt und andererseits doch die Elektronen entsprechend den Temperaturvariationen ungleichmäßig verteilt sind, so müssen innere Kräfte auftreten, welche jene Verteilung aufrecht erhalten.

Die Beschleunigung X dieser Kräfte ergibt sich aus der Bedingung $v = 0$ in 11):

$$v = 0: \quad \frac{1}{h^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) = -\frac{1}{h^3}A\cdot\frac{dh}{dx}\cdot U.$$

Eingesetzt in 12):

$$W = \frac{2}{3}\,\frac{m}{R^2N}\,\frac{A}{h^4}\cdot\frac{dh}{dx}(-U^2 + 3V).$$

Substituiere $l = \frac{1}{\pi R^2 N}$, ferner nach 7c) $-\frac{1}{h^2}\frac{dh}{dx} = \frac{4\alpha}{3m}\cdot\frac{dT}{dx}$:

$$W = -\frac{8\pi}{9}\,l\,\frac{A}{h^2}\alpha(3V - U^2)\,\frac{dT}{dx}.$$

Somit wird das spezifische Wärmeleitvermögen:

$$k = \frac{8\pi}{9}\,l\,\frac{A}{h^2}\alpha(3V - U^2) = \frac{8}{9}\sqrt{\frac{2}{3\pi}}\,l\,nu.\alpha(3V - U^2). \quad 15)$$

Hier kommt schon die Bedeutung unserer Erweiterung gegenüber den Lorentzschen Formeln in Betracht. Dort wird k eine von der Temperatur unabhängige Konstante, hier tritt hingegen die Temperaturfunktion $3V - U^2$ auf, entsprechend den Beobachtungen, die eine Veränderung des Leitvermögens mit der Temperatur zeigen.

c) Das Wiedemann-Franzsche Gesetz.

Dieses Gesetz verlangt, daß das Verhältnis k/σ des spezifischen Wärmeleitvermögens und des spezifischen elektrischen Leitver-

ns eine universelle Konstante sei, die direkt proportional der luten Temperatur wächst. — Die Messungen von JAEGER und SELHORST (wir halten uns dafür an die Angaben von DRUDE, S. 578) bestätigen dieses Gesetz für eine Reihe von Metallen halb der beobachteten Temperaturgrenzen recht gut. Bei ssen Metallen (Stahl, Wismut, Konstantan) treten aber merk- Abweichungen von diesen universellen Konstanten auf, und i ändert sich das Verhältnis k/σ mit steigender Temperatur amer, als es das W.-F.-Gesetz verlangt. Es seien hier nur Zahlwerte für Silber und Wismut als Beispiele eines normalen eines anormalen Metalles angeführt:

	$(k/\sigma)_{18^0} \cdot 10^{10}$	$(k/\sigma)_{100^0} \cdot 10^{10}$	$(k/\sigma)_{100} : (k/\sigma)_{18}$
. . . . .	0,760	0,978	1,28
ut.	1,068	1,195	1,12

Bei Silber entspricht die Änderung von k/σ mit der Temtur genau dem Verhältnis der absoluten Temperaturen: = 1,28. Auch der Wert der universellen Konstanten 0,760 pricht recht gut der DRUDEschen Formel

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 \cdot T,$$

$T = 291$, wenn $\left(\frac{\alpha}{e}\right)$ als universelle Konstante aus den Gas- hungen berechnet wird. Um aber die Abweichungen, z. B. Wismuts, theoretisch darstellen zu können, muß DRUDE an- nen, daß wenigstens zwei verschiedene freie Elek- enarten im Metalle existieren. LORENTZ, der zunächst nur Elektronenart annimmt, erhält diese Abweichungen nicht. esehen vom Halleffekt schien es deshalb schon aus diesem nde unzulässig, nur freie negative Elektronen anzunehmen. ere Erweiterung zeigt aber, daß es durch Einführung der lung und Ionisation doch möglich wird, mit den negativen ktronen allein auszukommen.

Aus 14) und 15) folgt:

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{9}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T(3\,V - U^2) \qquad 16)$$

Zunächst zeigt sich, daß auch hier für $n = N_p = N_n = \frac{N}{2}$ unsere Ausdrücke die einfachere Form von LORENTZ annehmen. Denn hierfür wird $g = \frac{1}{2}$, $S = 0$, $U = V = 2$, $3V - U^2 = 2$ also

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{8}{9}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 \cdot T.$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich allerdings von dem durch die Beobachtungen bestätigten DRUDEschen Ausdruck durch den Faktor $\frac{2}{3}$. Allein, abgesehen davon, daß die Funktion $(3V - U^2)$ bei normalen Metallen (wie Ag) nicht den Wert 2 zu haben braucht (und tatsächlich auch nicht hat), liegt kein zwingender Grund vor, für die Konstante α, die für die Elektronenbewegung maßgebend sein soll, genau denselben Wert anzunehmen, wie für die entsprechende Konstante, welche die Gasmolekularbewegung beherrscht. Es ist wohl eher wahrscheinlich, daß zwischen beiden ein gewisser Unterschied bestehen wird, so daß durch passende Änderung des numerischen Wertes von $\frac{\alpha}{e}$ eine volle Übereinstimmung der Formel 16) mit den Beobachtungen erzielt werden kann.

Aber, abgesehen von jenen absoluten Wertbestimmungen, gestattet unsere Formel eine recht gute Darstellung der relativen Verhältnisse, wenigstens für die zwei extremen Metalle Ag und Bi.

Zu diesem Zwecke muß der Verlauf von $3V - U^2$ als Funktion von z, d. h. von $\frac{a}{T}$, bekannt sein.

$z = \frac{a}{T}$	$3V - U^2$	$z = \frac{a}{T}$	$3V - U^2$
0,0	2,00	3,0	2,98
0,5	1,81	3,5	3,55
1,0	1,80	4,0	4,25
1,5	1,92	4,5	5,06
2,0	2,17	5,0	6,00
2,5	2,52		

Die vorstehende Tabelle und die Kurve (Fig. 1) geben den-
ben. Dabei ist a eine Konstante, deren Wert für jedes Metall
send gewählt werden kann.

Es ist ersichtlich, daß, wenn z zwischen 0,5 und 1,0 schwankt, Variationen von $3V - U^2$ kaum 2 Proz. betragen, d. h. das rektionsglied unserer Formel 16) ist nahezu unabhängig von Temperatur. Für die Metalle (wie Silber), welche dem W.-F.-etz genau entsprechen, wird demnach die Konstante a so zu ılen sein, daß die zu den Werten $T = 291$ (18° C) und $= 373$ (100° C) gehörenden Werte von z in jenem Intervall en. Für größere Werte von z (zwischen 2 und 2,5) nimmt egen das Korrektionsglied $3V - U^2$ mit sinkender Temperatur

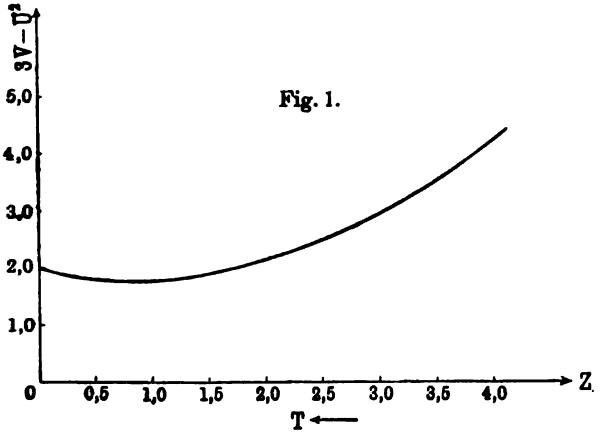


Fig. 1.

on deutlich zu; es wird also möglich sein, durch einen größeren ırt von a das Verhalten der vom W.-F.-Gesetz abweichenden talle (wie Wismut) befriedigend darzustellen.

Folgende angenäherte numerische Angaben bestätigen dies. Für Silber sei $a = 291$, so folgt:

Für $T = 291°$	$z = 1{,}00$	$3V - U^2 = 1{,}80$
„ $T = 373°$	$z = 0{,}78$	$3V - U^2 = 1{,}79$

Das W.-F.-Gesetz ist also bis auf etwa $^1/_2$ Proz. genau erfüllt, d der Quotient $(k/\sigma)_{100} : (k/\sigma)_{18}$ wird 1,27 (anstatt des beobhteten Wertes 1,28).

Für Wismut sei $a = 698$, so folgt:

Für $T = 291^0$	$s = 2{,}40$	$3V - U^2 = 2{,}43$
„ $T = 373^0$	$s = 1{,}87$	$3V - U^2 = 2{,}10$

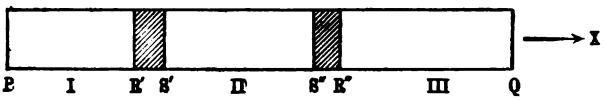
Berechnet man das Verhältnis der Werte k/σ für Wismut und Silber bei $T = 291$, so erhält man 1,35 (anstatt des beobachteten 1,40); ferner wird für Wismut $(k/\sigma)_{100} : (k/\sigma)_{13} = 1.05$ (anstatt des beobachteten 1,12).

Diese vorläufigen Angaben mögen genügen, um die Brauchbarkeit der vorliegenden Theorie darzulegen.

d) Potentialdifferenz an den Enden eines offenen Leitersystems[1]).

Eine Anzahl verschiedener homogener Metalle seien hintereinandergelegt und auf einer beliebigen stationären Temperatur-

Fig. 2.



verteilung erhalten. Es soll die Potentialdifferenz an den äußersten Leiterenden angegeben werden, wenn kein Strom fließt.

Jedes Metall hat seine charakteristischen Funktionen A, G, also auch S, U und V; ausgenommen G sind diese Größen auch noch Funktionen der Temperatur; die Größe $h = \frac{3m}{4\alpha T}$ ist dagegen eine universelle Konstante, die nur mit der Temperatur variiert. Da die Temperatur in der X-Richtung sich ändert, so sind demnach A, S, U, V, h Funktionen von x.

Von bestimmten Kräften zwischen den Molekülen und Elektronen sehen wir (in Übereinstimmung mit DRUDE) der Einfachheit halber ab. Die Kontaktstellen zweier Metalle müssen wir als eine Schicht von endlicher Dicke auffassen, in welcher das eine

[1]) In den folgenden Anwendungen haben wir uns darauf beschränkt, die LORENTZschen Ausführungen durch unsere Annahmen zu erweitern und die veränderten Ausdrücke herzuleiten, ohne irgendwie auf eine weitere Diskussion oder numerische Prüfung derselben einzugehen. Dies mag einer späteren Mitteilung vorbehalten bleiben.

all stetig in das andere übergeht (schraffierte Zonen zwischen einzelnen Metallen I, II, III).

Da kein Strom fließen soll, so bestimmt sich in jedem kte x die Beschleunigung X der elektrischen Kraft aus $v = 0$ 11):

$$X = \frac{1}{2hA} \cdot \frac{dA}{dx} - \frac{U}{2} \frac{1}{h^2} \frac{dh}{dx}.$$

Ist $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke, φ das elektrostatische ential, so gibt:

$$X = \frac{e}{m} \mathfrak{E} = - \frac{e}{m} \frac{d\varphi}{dx},$$

:

$$\frac{d\varphi}{dx} = - \frac{m}{2e} U \cdot \frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx} - \frac{m}{2e} \frac{1}{h} \cdot \frac{d \lg A}{dx}.$$

Somit die Potentialdifferenz an den Enden:

$$\varphi_Q - \varphi_P = \frac{m}{2e} \int_Q^P U \cdot \frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx} dx + \frac{m}{2e} \int_Q^P \frac{1}{h} \cdot \frac{d \lg A}{dx} dx. \qquad 17)$$

Sind alle Leiter gleichtemperiert, so ergibt sich daraus VOLTAsche Kontaktpotentialdifferenz. Dann ist h stant,

$$\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx} = 0, \quad \text{also} \quad \varphi_Q - \varphi_P = \frac{m}{2eh} \lg \frac{A_P}{A_Q}.$$

Durch Benutzung von 7a) und 7c) folgt

$$\varphi_Q - \varphi_P = \frac{2\alpha T}{3e} \lg \frac{n_P}{n_Q}. \qquad 18)$$

Hier bedeuten n_P und n_Q die Anzahl freier Elektronen, die Volumen 1 in den das Ende der Kette bildenden Leitern befinden (bei der gegebenen Temperatur). Bis auf den tor 2 stimmt diese Formel formell mit derjenigen von DRUDE rein.

e) Thermoelektrische Potentialdifferenz.

In der vorigen Leiteranordnung seien III und I aus demben Material, und die Temperatur T an den beiden freien

Enden P und Q sei dieselbe; dagegen werde die Übergangszone $R'S'$ auf einer konstanten Temperatur T', die Zone $S''R'$ auf einer Temperatur T'' gehalten.

In 17) läßt sich schreiben:

$$\int_Q^P \frac{1}{h}\frac{d\lg A}{dx}dx = \left|\frac{\lg A}{h}\right|_Q^P - \int_Q^P \lg A \cdot \frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}dx.$$

Da in P und Q sowohl das Material als auch die Temperatur dieselbe ist, so fällt das erste Glied rechts, 17) ergibt:

$$\varphi_Q - \varphi_P = \frac{m}{2e}\int_P^Q (\lg A - U)\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}dx.$$

Das Integral ist über die fünf Zonen (s. Fig. 2) von P bis Q zu nehmen. Die Beiträge der Zonen $R'S'$ und $S''R''$ fallen weg, da in denselben die Temperaturen, also auch h konstant ist. In den drei übrigen Integralen sind A, U, h jeweilen nur noch als Temperaturfunktionen in den betreffenden Metallen aufzufassen, somit

$$\int_P^{R'} (\lg A - U)\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}dx = -\int_{h_P}^{h'} (\lg A_{\mathrm{I}} - U_{\mathrm{I}})\frac{1}{h^2}dh,$$

$$\int_{R''}^{Q} (\lg A - U)\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}dx = -\int_{h''}^{h_Q} (\lg A_{\mathrm{I}} - U_{\mathrm{I}})\frac{1}{h^2}dh,$$

zusammen, da $h_P = h_Q$:

$$\int_{h'}^{h''} (\lg A_{\mathrm{I}} - U_{\mathrm{I}})\frac{1}{h^2}dh.$$

Ebenso wird das dritte Integral:

$$\int_{S''}^{S'} (\lg A_{\mathrm{II}} - U_{\mathrm{II}})\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}dx = -\int_{h'}^{h''} (\lg A_{\mathrm{II}} - U_{\mathrm{II}})\frac{1}{h^2}dh,$$

ie ganze Potentialdifferenz, oder die resultierende thermorische elektromotorische Kraft:

$$E = \varphi_Q - \varphi_P = \frac{m}{2e}\int_{h'}^{h''}\left(\lg\frac{A_I}{A_{II}} + U_{II} - U_I\right)\frac{1}{h^3}dh.$$

ührt man 7a) und 7c) ein: $\frac{m}{h} = \frac{4\alpha T}{3}$, $\frac{dh}{h} = -\frac{dT}{T^3}$,

gt:

$$E = \frac{2\alpha}{3e}\int_{T'}^{T''}\left(\lg\frac{n_{II}}{n_I} + U_{II} - U_I\right)dT. \qquad 19)$$

ier sind T'' und T' die Temperaturen der beiden Lötstellen hermoelementes, n_{II} und n_I die Zahlen freier Elektronen in eiden Metallen bei der Temperatur T.
ie Temperaturfunktion $U_{II} - U_I$ gibt das Korrektionsglied, urch unsere Erweiterungen an den LORENTZschen Formeln ringen ist.

llgemeiner stationärer Wärme- und Elektrizitätsstrom.

in Leiter vom Querschnitt q sei von einem konstanten ischen Strom i durchflossen. Dabei sei aber der Leiter gleichmäßig temperiert, sondern auf eine beliebige stationäre eraturverteilung gehalten. Der Strom sucht diese Verteilung gleichen, die Wärme ebenfalls, der Strom produziert zudem ndig JOULEsche Wärme; soll also ein stationärer Zustand hen, so muß in jedem Punkte des Leiters ein ganz bester Wärmeaustausch mit der Umgebung aufrecht erhalten en. Die gesamte, einem jeden Volumelement im Innern zurte Wärmemenge muß also beständig wieder nach außen nommen werden.
Diese Wärmemenge im Volumelement qdx entsteht auf zwei en:

1. Durch Wärmezufuhr infolge des Überschusses W an Energie in das Volumelement eintretenden und austretenden Elekn, also $-\frac{d(qW)}{dx}dx$.

2. Durch die Arbeitsleistung der elektrischen Feldstärke auf die frei beweglichen Elektronen, wodurch die kinetische Energie vermehrt wird.

Die Zahl der Elektronen mit der Geschwindigkeit v im Volumelement $q\,dx$ ist $q f . dw . dx$. Die Arbeit der Kraft mX bei Bewegung eines Elektrons um die Strecke $dx = \xi\,dt$ ist $mX\xi dt$. Die gesamte Arbeitsleistung in Zeit dt somit

$$= mXq\,dx\,dt . \int \xi f dw = mX . v . q\,dx\,dt,$$

entsprechend der Definition von v.

Setzt man $i = veq$, so wird die ganze Wärmeproduktion im Volumelement $q\,dx$ in der Zeit 1:

$$\frac{dQ}{dt} = \left(\frac{mi}{e} X - \frac{d(qW)}{dx}\right) dx. \qquad 20)$$

Hier sind X und $\frac{d(qW)}{dx}$ aus 11) und 12) zu berechnen. Aus 11) folgt

$$\frac{1}{h^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) = -\frac{1}{h^3} A \cdot \frac{dh}{dx} \cdot U + \frac{3R^2N}{4} v. \qquad 21)$$

Hierin nach 13) und 14) $\sigma = \frac{8\pi}{3} l \frac{A}{h} \cdot \frac{e^2}{m}$, $l = \frac{1}{\pi R^2 N}$ und $v = \frac{i}{eq}$, folgt

$$\frac{1}{h^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) = -\frac{1}{h^3} A \frac{dh}{dx} U + 2\frac{A}{h} \cdot \frac{ei}{m\sigma q}$$

$$X = \frac{1}{2h} \frac{d . \lg A}{dx} + \frac{U}{2} \frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx} + \frac{ei}{m\sigma q}. \qquad 22)$$

Der erste Teil in 20) wird somit:

$$\frac{mi}{e}\left(\frac{1}{2h} \frac{d \lg A}{dx} + \frac{U}{2} \frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx}\right) dx + \frac{i^2}{\sigma q} dx.$$

Das letzte Glied stellt die im Volumelement produzierte Joulesche Wärme dar, die wir im folgenden nicht mehr berücksichtigen wollen.

ı 12) ist durch Einsetzen von 21), wobei noch $v = \frac{i}{eq}$ t wird, das X zu eliminieren:

$$W = \frac{2}{3}\frac{m}{R^2N}\left\{\frac{3R^2N}{4}\frac{i}{eq}\cdot\frac{U}{h} + \frac{1}{h^4}A\frac{dh}{dx}(3V - U^2)\right\}. \quad 23)$$

'as letzte Glied stellt den durch bloße Wärmeleitung ein- den Wärmetransport dar und führt wieder zu Gl. 15). wir auch davon ab, so kommt als Beitrag zu 20):

$$-\frac{d(qW)}{dx}dx = -\frac{m}{2e}i\frac{d}{dx}\left(\frac{U}{h}\right)dx. \quad 24)$$

.bgesehen von JOULEscher Wärme und gewöhnlicher Wärme- ; wird demnach eine Wärmemenge pro Zeiteinheit auf der :e dx produziert:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{m}{2e}i\left\{\frac{1}{h}\frac{d\lg A}{dx} + U\frac{d\left(\frac{1}{h}\right)}{dx} - \frac{d}{dx}\left(\frac{U}{h}\right)\right\}dx.$$

)urch Vereinigung der beiden letzten Glieder und unter ıdung von 7c) folgt:

$$= i\frac{m}{2e}\cdot\frac{1}{h}\frac{d}{dx}(\lg A - U)dx = i\frac{2\alpha T}{3e}\frac{d}{dx}(\lg A - U)dx. \quad 25)$$

)ieser Ausdruck läßt sich sofort in zwei Fällen anwenden:

. Der betrachtete Leiter sei die Übergangsschicht an der ıktstelle zweier verschiedener Metalle; die Temperatur T in dieser Schicht als konstant angesehen, die positive :htung gehe vom Metall I zum Metall II. Durch Integration :5) zwischen den beiden Endflächen der Übergangsschicht

$$\frac{dQ}{dt} = -i\frac{2\alpha T}{3e}\left(\lg\frac{A_I}{A_{II}} + U_I - U_{II}\right). \quad 26)$$

)ieser Ausdruck liefert die PELTIERsche Wärme, die beim ıdurchgang i vom Metall I zum Metall II erzeugt wird.

2. Der stromdurchflossene Leiter sei homogen, aber auf vari- Temperatur gehalten. Die Abhängigkeit des A und U von x ann gleichbedeutend mit der Abhängigkeit von T. Nimmt die Temperaturverteilung im Metall von T bis $T + dT$ zu

und strömt i in dieser Richtung, so wird dadurch eine Wärme entwickelt, gemäß 25):

$$\frac{dQ}{dt} = i\,\frac{2\alpha T}{3e}\,\frac{d}{dT}(\lg A - U)\,dT. \qquad 27)$$

Dies ist nichts anderes als die durch den sogenannten Thomsoneffekt erzeugte Wärme. Es ist, als ob der elektrische Strom eine gewisse Wärme mit sich führen würde; die sogenannte spezifische Wärme der Elektrizität (Koeffizient von dT für $i = 1$ in Richtung der abnehmenden Temperatur) wird also:

$$\mu = -\frac{2\alpha T}{3e}\,\frac{d}{dT}(\lg A - U). \qquad 28)$$

Die Formeln 25) bis 28) unterscheiden sich von denen Lorentzs nur durch das Korrektionsglied $-U$, das überall dem $\lg A$ beizufügen ist. Diese Funktion U nimmt in dem in Betracht kommenden Temperaturintervall fast genau linear mit $\frac{a}{T}$ zu.

Bern, im Juni 1908.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Telegraphie ohne Draht.

Von

Augusto Righi,

Professor an der Universität Bologna

und

Bernhard Dessau,

Professor an der Universität Perugia.

Zweite vervollständigte Auflage. — Mit 312 Abbildungen.

Preis geh. ℳ 15.—, geb. ℳ 16.50.

Die zweite Auflage des Buches über drahtlose Telegraphie von A. Righi und B. Dessau, welche hiermit dem Publikum dargeboten wird, weist gegen die erste mannigfache Veränderungen und Erweiterungen auf. Der Grundcharakter des Buches, welches eine dem großen Kreise der allgemein gebildeten Leser zugängliche und doch zugleich gründliche Darstellung des wissenschaftlich und technisch gleich interessanten Gebietes gewähren soll, ist auch in der neuen Auflage derselbe geblieben wie früher. Aber schon in dem theoretischen Teil mußte der kurze Abschnitt, welcher in der ersten Auflage den Elektronen gewidmet war, zu einem besonderen Kapitel erweitert werden; zu dem Kapitel über Kohärer und Antikohärer, welches auf Grund der neueren Forschungen ergänzt wurde, gesellten sich zwei neue Abschnitte über den magnetischen und den elektrolytischen Wellenindikator. Die weitestgehende Umgestaltung hat naturgemäß der dritte, der Technik der drahtlosen Telegraphie gewidmete Teil erfahren. Hier galt es, Veraltetes auszumerzen und dafür dem zahlreichen Neuen, wie z. B. den Mitteln zur Übertragung von Signalen auf große Entfernungen, dem heutigen Stande der abgestimmten Telegraphie und den Versuchen über gerichtete Telegraphie, den gebührenden Platz anzuweisen. Dementsprechend ist auch der Umfang gerade dieses Teiles bedeutend angewachsen. Ein Anhang enthält die gesetzlichen und administrativen Bestimmungen, sowie die Beschlüsse der Berliner Konferenz über drahtlose Telegraphie; ein Nachtrag ist einer während des Druckes bekannt gewordenen Erfindung des dänischen Ingenieurs Poulsen gewidmet, welche für die weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie von der größten Bedeutung zu werden verspricht.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Physik

auf Grund ihrer geschichtlichen Entwickelung für weitere Kreise in Wort und Bild dargestellt

Von Paul La Cour und Jakob Appel.

Autorisierte Übersetzung von G. Siebert.

Mit 799 eingedruckten Abbildungen und 6 Tafeln. gr. 8.

Vollständig in einem Doppelband. Preis geh. 15 Mark, geb. 16.50 Mark oder in 15 Lieferungen zu je 1 Mark.

Das ursprünglich dänisch veröffentlichte Werk von Paul La Cour und Jakob Appel *„Historisk Fysik"*, das wir hiermit in deutscher Übersetzung weiteren Kreisen zugänglich machen, nimmt unter den bisher vorhandenen Lehrbüchern und geschichtlichen Darstellungen der Physik eine ganz eigenartige Stellung ein; es ist ein Lehrbuch, das nicht nur den derzeitigen Stand der Wissenschaft in dogmatischer Form wiedergibt, sondern es weist auch die historische Entwickelung der Physik und die große Forschungsarbeit auf, auf denen die unser ganzes Leben beherrschenden theoretischen und praktischen Resultate erreicht worden sind. Dadurch wird es die weitesten Kreise interessieren und nicht am wenigsten unsere Jugend. Neben den gewöhnlichen Lehrbüchern benutzt, läßt es einen jeden erst recht die Tragweite des Erreichten verstehen, und für den Lehrer im besonderen bildet es eine Fundgrube zu anregenden Bemerkungen und Ausführungen, die seinen Unterricht beleben und vertiefen. Das Werk kommt dadurch Bestrebungen entgegen, die schon lange in den Kreisen unserer Lehrer verstanden sind. Sie werden in diesem Buche, das in steter Verbindung mit dem Lehrgebäude die Geschichte der Physik darstellt, einen fast überreichen Stoff finden. Aber auch für jeden Laien wird es durch die originelle und interessante Darstellung eine anregende und lehrreiche Lektüre bilden. Die pädagogische Erfahrung der Verfasser hat sich bei der Auswahl und Anordnung des Stoffes auf das vorzüglichste bewährt.

Wilhelm Budde's

Physikalische Aufgaben

für die oberen Klassen höherer Lehranstalten

nebst den Lösungen.

Vierte Auflage, neu bearbeitet und vermehrt von

Prof. P. Johannesson,

Oberlehrer am Sophienrealgymnasium in Berlin.

gr. 8. Preis geheftet 2 ℳ, gebunden 2,40 ℳ

☛ Diesem Hefte sind beigegeben: **Zwei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig,** betr. ***Pfaundler,*** „Physikalische Wandtafeln" und ***Benischke,*** „**Elektrotechnik** in Einzel-Darstellungen".

Berichte

der

itschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

ch zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

K. Kilchling und J. Koenigsberger, Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern der Substanz. Vorläufige Mitteilung. (Eingegangen am 20. Juli 1908.) 547

Max v. Wogau, Über die Berechnung der Diffusionskonstanten von Nichtelektrolyten in flüssiger Lösung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 1908.) 548

H. Diesselhorst, Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Vorgetragen mit Demonstrationen in den Sitzungen vom 29. Mai und 3. Juli 1908.) 549

Rudolf Ladenburg, Über die Absorption des Lichtes in leuchtendem Wasserstoff. (Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 1908.) . . . 553

Erich Ladenburg† und Karl Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. (Angezeigt in der Sitzung vom 29. Mai 1908; eingegangen am 9. Juni 1908.) 555

A E F. Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen 557

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 249. — II. Akustik. S. 251. — III. Physikalische Chemie. S. 251. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 254. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 259. — VI. Wärme. S. 261. — VII. Kosmische Physik. S. 263.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Physik

in gemeinfasslicher Darstellung für höhere Lehranstalten, Hochschule und zum Selbststudium

von **Dr. Friedrich Neesen,**

Professor an der vereinigten Artillerie- und Ingenieur-Schule und an der Universität Berlin.

Zweite vermehrte Auflage. Mit 294 in den Text eingedruckten Abbildungen und einer Spektraltafel. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ, geb. 4,50 ℳ

Die Sicherungen von Schwach- und Starkstrom-Anlagen

gegen die Gefahren der

atmosphärischen Elektricität

von **Dr. Friedrich Neesen,**

Professor an der ver. Artillerie- und Ingenieur-Schule und an der Universität Berlin

Mit 126 Abbildungen. gr. 8. geh. Preis 5 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 30. Juli 1908. Nr. 14.

Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern der Substanz;

von K. Kilchling und J. Koenigsberger.

(Vorläufige Mitteilung[1]).

(Eingegangen am 20. Juli 1908.)

Daß Temperatursteigerung stets eine Verschiebung des Absorptionsgebietes eines festen Körpers nach Rot bewirkt, hat der eine von uns[2]) im Jahre 1900 auf Grund direkter quantitativer Versuche festgestellt, nachdem schon früher (1872) C. Pulfrich[3]) aus seinen Messungen der Veränderlichkeit der Dispersion mit der Temperatur gefolgert hatte, daß die Absorption des Flintglases sich nach größeren Wellenlängen ausdehnt. Das Gesetz ist seitdem durch neuere Messungen von

[1]) Die vorliegende Untersuchung wurde teilweise mit Hilfsmitteln angestellt, die der Elisabeth Thompson Science Fund zu Boston uns überwiesen hat. Wir wünschen, dem Board of Trustees dieses Fund unseren ergebensten Dank auszusprechen. Eine ausführliche Mitteilung, die Messungen enthaltend, soll in den Annalen erscheinen.

[2]) J. Koenigsberger, Über die Absorption des Lichtes in festen Körpern. Leipzig 1900. Habilitationsschrift.

[3]) C. Pulfrich, Wied. Ann. 45, 609, 1872.

R. A. Houston[1]) und H. Erfle[2]) direkt und indire
und dann durch photographische Beobachtungen mit
persion zuerst von J. Becquerel[3]) auf die schmalen
banden der seltenen Erden ausgedehnt worden. Dort
entsprechend für Temperaturerniedrigung die Versch
Violett beobachtet. Einige Ausnahmen, die J. Be
Banden des Xenotims beobachtet hat, sind vielleicht
trische Verbreiterung bzw. Verengerung zurückzuführe
a. a. O. eingehender besprochen werden. Der eine
auch zuerst[4]) festgestellt, daß in vielen Fällen m
der Temperatur eine Ausdehnung des Ab
gebietes, also mit sinkender Temperatur eine Vere
Absorptionsbanden statthat. Diese Regel hat J. Be
die scharfen Absorptionsbanden der seltenen Erde
bestätigt gefunden und hat sie dahin präzisieren kön
Breite jeder Absorptionsbande, gemessen zwischen d
der Störung der Dispersionskurve, sich bei nicht
Temperaturen proportional der Quadratwurzel aus d
Temperatur ändert.

Nach neueren, ebenfalls qualitativen Beobachtu
das zuerst erwähnte Gesetz durchweg bestätigt gefu
soll die letztere Regel nicht durchweg gelten; doch l
der kurzen vorläufigen Mitteilung nicht ersehen, ob
chemische Einflüsse usw. diese Ausnahmen verursache

Da eine ganze Reihe von Fragen, die mit dem Ve
gesetze der Absorption zusammenhängen, nur du
quantitative Feststellung der Absorptionskurven
werden können, haben wir die Absorptionsänderung v
fester Körper photometrisch gemessen, was allerding
samer und zeitraubender ist als die qualitative Beoba
genauesten läßt sich die Absorption kleiner Präparate
Körpern können nur kleine Stücke in genügender
erhalten werden) mit dem Mikrophotometer[6]) messen,

[1]) R. A. Houston, Ann. d. Phys. (4) 21, 535, 1906.
[2]) H. Erfle, ebenda 24, 672, 1907.
[3]) J. Becquerel, Phys. ZS. 8, 929, 1907.
[4]) J. Koenigsberger, l. c., S. 36.
[5]) H. du Bois und G. J. Elias, Verh. d. Deutsch. Phys. Ge
[6]) ZS. f. Instr. 21, 129, 1901 und 22, 101, 1902.

ns unter Anwendung des von WILD angegebenen Prinzips
uiert hat.

ntersucht werden Biotitglimmer, Chlorit, Rutil, Brookit,
lith, Uranglas, grünes Chromglas, Flaschenglas, Jodeosin,
in, Cyanin. Die Kurven sollen a. a. O. mitgeteilt werden.
nde Resultate lassen sich aus den Kurven und Zahlen ab-
:

. Mit steigender Temperatur verschiebt sich die
rptionskurve nach größeren Wellenlängen.

. Fast stets wird das vom Maximum der Absorption
größeren Wellenlängen hin gelegene Teilstück der
e stärker verschoben als das auf der Seite der
eren Wellenlängen. Dies wird hervorgerufen durch
Verbreiterung des Absorptionsgebietes in Verbin-
mit der unter 1. beschriebenen Verschiebung.

. Die Verschiebung ist um so stärker, je weiter das
mum nach dem Violett zu liegt. Für ultraviolette
ma ist es am stärksten, für Maxima im Rot schwach,
ltrarot kaum merklich [1]).

. Häufig nimmt mit steigender Temperatur die
male Absorption ab, so daß bei Berücksichtigung
leichzeitigen Verbreiterung des Absorptionsgebietes
Flächenintegral der Absorptionskurve konstant zu
en scheint.

Von elektronentheoretischen Folgerungen aus der Dispersions-
e und von Beziehungen zu anderen Gebieten der Physik
hier, vorläufig ohne nähere Begründung [2]), folgende hervor-
en:

) Dadurch ist es erklärlich, daß W. W. COBLENTZ (Jahrb. d. Radioakt.
ktron. 4, 62, 1907) im Ultrarot für eine Temperatursteigerung von
° keine merkliche Verschiebung der Absorptionskurve finden konnte.
gen ergibt sich aus den Zahlen, die der eine von uns für die Durch-
keit des Berylls (scharfer Absorptionsstreifen bei 1,96 μ) gemessen hat,
e Absorptionskurve von 15 bis 230° sich merklich nach größeren Wellen-
hin scheinbar asymmetrisch verbreitert.

) Die Beziehungen zwischen den Folgerungen, die wir aus unseren
imenten ziehen und den Anschauungen, die J. STARK (Jahrb. d. Radioakt.
ktronen. 5, 124, 1908) entwickelt hat, sollen a. a. O. erörtert werden.

a) Für feste Körper und nicht sehr hohe Temper
sich am besten die Dispersionstheorie in der von H.
gegebenen Fassung, bei der die Dämpfung durch
erklärt wird. Da deren Zahl der Quadratwurzel aus
Temperatur proportional ist, erhält man leicht Satz
breiterung des Absorptionsgebietes mit steigender
Die Ausstrahlung als dämpfende Ursache und damit
von M. PLANCK dürfte, wie M. PLANCK hervorhebt,
für Gase zutreffen, obgleich die Ausstrahlung der
Elektronen bei festen Körpern natürlich auch vorha
sich vielleicht bei sehr tiefen Temperaturen und
intensität bei der Absorptionsmessung stärker gelten

b) Die auf das Elektron wirkende Direktionskr
aus Satz 1 folgt, daß die Schwingungsdauer mit
zunimmt, kleiner mit steigender Temperatur. Der
NAGAOKA entsprechend vergrößert sich der Abstand
tron. Der Kern, um den das Elektron schwingt,
das ganze Atom zu umfassen, sondern ist bei Farbst
nur ein Ion. Der Abstand Kern—Elektron erreich
einen für jede Substanz verschiedenen Maximalwert.
schon die Energie der Lichtbewegung, einen Teil de
zwischen den Atomen frei zu verschieben bzw. na
fassung von P. LENARD[2]) zur Aussendung oder auch,
gedrückt, zur Abdissoziation zu bringen. Dieser Fa
des Maximalabstandes, ist bei gewöhnlicher Tempera
Oxyde und Sulfide verwirklicht, deren kontinuierlich
größer als die Leitfähigkeit ist, also $n^2 K > \sigma T$[3])
selektive Absorption bis in das sichtbare Spektrum au
violett vorgeschoben ist. Bei noch höherer Tempera
selbst Abdissoziation des Elektrons ein. An einem d
blättchen von Molybdänglanz läßt sich schon mit de
Übergang von selektiver Absorption (Rotdurchläs
niedriger Temperatur zu kontinuierlicher Absorptio
sichtigkeit) bei hoher Temperatur (etwa 800°) leic

[1]) H. H. LORENTZ, Versl. k. Niederl. Akad. van Wet. 14
1905/06.
[2]) P. LENARD, Ann. Phys. (4) 12, 741, 1903.
[3]) Phys. ZS. 4, 495, 1903.

hes gilt für die Eigenschwingung des schwereren und ren Ions im Ultrarot und für die Ionisation, nur daß hier ichtbewegung entsprechend der größeren Masse nicht so kontinuierliche Absorption mit $n^2 K > \sigma T$ bewirken kann.

Die Gesamtzahl der schwingenden Elektronen ist von der ratur unabhängig, bis merkliche Abdissoziation stattfindet, die Zahl verringert.

ie Absorption im Ultraviolett und sichtbaren Gebiet wird len Substanzen nur durch ein negatives Elektron verursacht. olgende andere experimentelle Tatsachen stehen damit in menhang:

Die Absorption grüner und blauer Körper ändert sich viel cher als die gelber, roter und brauner. Das folgt direkt tz 2 und aus Satz 3.

Die bei höherer Temperatur stabile Modifikation einer nz besitzt ein weiter nach größeren Wellenlängen ver- nes Absorptionsgebiet als die bei niederer Temperatur und ein besseres elektrisches Leitvermögen [1]).

Je besser ein Körper durch Elektronen leitet, um so r ist der Paramagnetismus ausgesprochen und um so mehr Resonanz- oder Absorptionsgebiet des negativen Elektrons em Ultraviolett nach größeren Wellenlängen hin verschoben. len kann sowohl die Leitung wie der Paramagnetismus ch sein.

s sei noch erwähnt, daß der Hallwachs- und Wehnelt- t, das Heraustreten des Elektrons aus der Substanz, mit erhalten des Elektrons im Innern des festen oder flüssigen rs, in dessen Kraftfeldern, zunächst nichts zu tun hat.

Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 4, 176, 1907.

reiburg i. B. Physikalisches Institut.

Über die Berechnung der Diffusionskonst
Nichtelektrolyten in flüssiger Lösu

von Max v. Wogau.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 190[illegible])
(Vgl. oben S. 449.)

Betrachten wir die Diffusion einer verdünnten L
in der Lösung nicht dissoziierten Stoffes, und nehmen
die Moleküle desselben die Gestalt von Kugeln hal
Molekül des Lösungsmittels klein gegenüber dem
Stoffes, so kann man den Vorgang der Diffusion auf
Bewegung einer Reihe von Kugeln in einer reibende

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich nach
für die Diffusionskonstante $k \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$ der Ausdruck:

$$k = \frac{RT}{6\pi\mu N . P}.$$

Darin bedeutet:

k die Diffusionskonstante $\left(\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}\right)$,
R die Gaskonstante $= 8{,}31 \times 10^7$,
T die absolute Temperatur,
μ den Reibungskoeffizienten des Lösungsmittels,
N die Anzahl von wirklichen Molekülen im Gramm
PLANCK [2]): $N = 6{,}175 \times 10^{23}$),
P den Radius eines Moleküls.

Der Radius eines Moleküls P berechnet sich au
kulargewicht M, dem spezifischen Gewicht s und de
wirklichen Molekülen im Grammolekül N mit Hilfe d

$$\frac{4}{3}\pi P^3 N \times s = M.$$

[1]) H. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 19, 802, 1906.
[2]) M. PLANCK, Ann. d. Phys. (4) 4, 564, 1901.

Somit ist

$$P = \sqrt[3]{\frac{3M}{4\pi s N}}. \qquad 2)$$

Für die Diffusionskonstante erhält man demnach den Aus-
k:

$$k = \frac{RT}{6\pi\mu \sqrt[3]{\frac{3MN^2}{4\pi s}}}. \qquad 3)$$

Eine ausführliche Ableitung der Gleichungen 1) und 3) habe
n einer früheren Arbeit[1]) über die Diffusion von Metallen in
ksilber gegeben. Die daselbst nach Gleichung 3) berechneten
sionskonstanten stimmten mit den experimentell beobachteten
ɛdigend überein.

In vorliegender Mitteilung habe ich den Versuch gemacht,
Theorie zur Berechnung von Diffusionskonstanten solcher
nnten Lösungen von Nichtelektrolyten anzuwenden, wo der
te Stoff nicht wie bei den Metallen in Quecksilber als Atom,
rn als Molekül auftritt.

Da die Theorie die molekulare Struktur des Lösungsmittels
berücksichtigt, so wurden in erster Linie Diffusionskonstanten
Stoffen in wässeriger Lösung berechnet. Unter diesen
en solche nicht oder wenig dissoziierte Substanzen gewählt,
Diffusionskonstanten experimentell beobachtet sind. In
lle I sind die nach Gleichung 3) berechneten Diffusionskon-
en neben den beobachteten zusammengestellt.

Die den einzelnen Rechnungen zugrunde gelegten Tempe-
en sind die der beobachteten Diffusionskonstanten. Letztere
der neuesten Auflage (1905) der Physikalisch-chemischen
llen von Landolt und Börnstein entnommen, und zwar
en die für die kleinsten Anfangskonzentrationen angegebenen
e gewählt. Die Werte für den Reibungskoeffizienten des
ers sind ebenfalls den Tabellen von Landolt und Börnstein
ommen, die spezifischen Gewichte dem Lehrbuch der anorga-
en Chemie von Dammer und dem Lehrbuch der organischen
ie von Beilstein.

---

[1]) M. v. Wogau, Ann. d. Phys. (4) 23, 366, 1907.

Tabelle I.

Substanz	Lösungsmittel	t^0 C	Beobachtet	
			$k \frac{cm^2}{Tag}$	$k \frac{cm^2}{sec} \cdot 10$
Jod (J_2)	H_2O	12,0	0,5	6,0
Brom (Br_2)	„	12,0	0,8	9,0
Rohrzucker	„	18,5	0,33	3,8
Glyzerin	„	10,0	0,35	4,1
Mannit	„	12,0	0,38	4,4
Chloralhydrat	„	12,0	0,59	6,8
Äthylalkohol	„	12,0	0,73	8,4
Harnstoff	„	15,0	0,97	11,0
Ammoniak	„	10,0	1,0	11,0
Essigsäure	„	12,0	0,76	8,8
Zitronensäure	„	9,0	0,41	4,7
Weinsäure	„	12,0	0,37	4,3
Traubensäure	„	9,0	0,45	5,2
Oxalsäure	„	10,0	0,84	9,7

Es ergibt sich, wie man aus Tabelle I ersieht, befriedigende Übereinstimmung der berechneten und Werte, und zwar ist die Übereinstimmung der Gr nach dieselbe wie bei den berechneten und beobac sionskonstanten von Metallen in Quecksilber.

Wendet man die Theorie auf die Berechnung beobachteten Diffusionskonstanten von Jod und Bro oder Schwefelkohlenstoff an, so ergibt sich eine Übereinstimmung der berechneten und beobachtete Tabelle II sind die berechneten Zahlenwerte mit den beobachteten zusammengestellt. Die bei der Berechnu Werte der Reibungskoeffizienten von Benzol und Sch stoff sind den Tabellen von LANDOLT und BÖRNSTEIN

Die nicht unbeträchtlichen Abweichungen zwis nung und Beobachtung finden eine einfache Erklä die Voraussetzung der Theorie, daß die Moleküle mittels klein sind gegen die des gelösten Stoffes, is ringerem Maße als oben erfüllt.

---

[1]) H. EULER, Wied. Ann. 63, 274, 1897.

Tabelle II.

Substanz	Lösungsmittel	t^0 C	Beobachtet		Berechnet
			$k\frac{cm^2}{Tag}$	$k\frac{cm^2}{sec}\cdot 10^{-6}$	$k\frac{cm^2}{sec}\cdot 10^{-6}$
J_2)	Benzol	12	1,41	16,3	10,2
(Br_2). . . .	„	12	1,75	20,2	10,3
J_2)	Schwefelkohlenstoff	16	2,55	29,5	19,3
(Br_2) . . .	Schwefelkohlenstoff	16	3,11	36,0	19,5

Man wird also folgern dürfen, daß die obige Berechnung der sionskonstanten nicht nur in den früher betrachteten Fällen Lösung von Metallen in Quecksilber angewandt werden kann, ern sich auch auf solche Lösungen von Nichtelektrolyten mit g ausdehnen läßt, die den Voraussetzungen der Theorie ermaßen entsprechen.

Erzeugung phasenverschobener Hochfrequen

von H. Diesselhorst.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichanst

(Vorgetragen mit Demonstrationen in den Sitzungen vom 29. 3. Juli 1908.)

(Vgl. oben S. 393 und 450.)

F. Braun [1]) hat zur Erzielung einer gerichteten telegraphie die Methode benutzt, die Strahlungen mehrere interferieren zu lassen. Als Grundbedingung bei dies ist erforderlich, daß die verschiedenen Antennen mit Sch von ganz bestimmter Phasendifferenz erregt werden.

F. Kiebitz [2]) hat die gerichtete Strahlung einer Antennen mit kurzen Wellen und einer Phasendifferen eingehend untersucht und hierdurch die Braunsche M stätigt. Die Methode läßt sich um so günstiger ausg besser es gelingt, vorgeschriebene Phasendifferenzen hervorzubringen.

Die in der Wechselstromtechnik üblichste Method differenzen durch Stromverzweigung zwischen Selbstind Widerstand hervorzubringen, ist bei Hochfrequenzstr anwendbar, weil hier der Widerstand nur einen klein Impedanz ausmachen darf, damit die Dämpfung nicht zu

Die mannigfaltigen Versuche Brauns, Phasendiffe durch hervorzubringen, daß die Funkenstrecken zwei gungskreise zwangsweise mit einer ganz bestimmten Z einsetzten, führten zu einer sehr eleganten Lösung de die von Mandelstam und Papalexi [3]) ausgebildet wur

Diese Methoden sind jedoch nicht anwendbar a gungskreise, die keine Funkenstrecke enthalten, also auf Poulsenschwingungen. Eine andere, gleichfalls

---

[1]) F. Braun, Electrician 56, 546, 1906, u. 57, 222 u. 244,
[2]) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) 22, 943, 1907.
[3]) L. Mandelstam u. N. Papalexi, Phys. ZS. 7, 303, 1906

ıte Methode ist in der Hinsicht allgemeiner, nämlich die
ung phasenverschobener Ströme durch Induktion. Ver-
man mit einem primären Schwingungskreis einen ab-
ınten Sekundärkreis in loser Koppelung, so ist die induzierte
des Sekundärkreises um 90° in der Phase verschoben gegen
imären Strom. Da nun zwischen Strom und Spannung im
ärkreise keine Phasenverschiebung besteht, weil infolge der
mung der Einfluß der Selbstinduktion und Kapazität auf
ase sich gegenseitig aufhebt, so besteht zwischen Sekundär-
und Primärstrom eine Phasenverschiebung von 90°. Mit
der beiden Ströme kann man ein Drehfeld und jede be-
andere Phasenverschiebung hervorbringen.

e Methode leidet an einem erheblichen Mangel. Bei loser
ung erhält man nämlich nur geringe Energieübertragung
Sekundärkreis, während bei fester Koppelung zwei Schwin-
entstehen und für keine derselben eine Abstimmung der
eriode des Kreises auf die Stromperiode und damit auch
Phasenverschiebung zu erreichen ist.

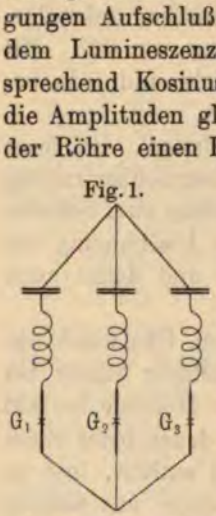
ıf folgende Weise kann man nun diesem Übelstand ab-
und in beiden Kreisen Ströme von beliebiger Stärke bei
Phasenverschiebung von 90° erhalten. Die Methode besteht
zwei abgestimmte Schwingungskreise, von denen jeder einen
gungsgenerator (etwa eine Poulsenlampe) enthält, lose zu
ı. Dann bekommt jeder Kreis die Energie aus seinem
ı Generator geliefert und die Koppelung dient nur dazu,
öme stets auf gleicher Periode und der konstanten Phasen-
ız von 90° zu erhalten. Es ist keiner der beiden Kreise
m anderen bevorzugt; am besten werden beide ganz gleich
ıt. Welcher der beiden Ströme in der Phase voraneilt,
von der Zündung der Lampen bzw. Schließung der Kreise
ei Verstimmung verschwindet der Phasenunterschied schnell.
ann das Auftreten der Phasenverschiebung von 90° direkt
ostimmung benutzen.

ır Untersuchung der Phasenverschiebung können die ver-
enen von BRAUN angegebenen Verfahren dienen. Die
sche Röhre eignet sich vorzüglich zur Demonstration. Bei
ndung der rein periodischen Schwingungen der Poulsen-
lassen sich die Phasenverschiebungen nicht nur deshalb

besser beobachten als bei Funkenerscheinungen, weil Wirkung der Dämpfung fortfällt, sondern es ist au sität des Bildes auf dem Schirm außerordentlich viel der Lumineszenzfleck fortwährend die Bildlinie beschr er bei den Funkenschwingungen während des wei Teiles der Zeit unabgelenkt bleibt.

Die Methode mit der BRAUNschen Röhre eign sehr gut dazu, über die Form der Periode bei den P gungen Aufschluß zu geben[1]). Hat man reinen Sin dem Lumineszenzfleck die Abszissenbewegung ertei sprechend Kosinusstrom für die Ordinatenbewegung die Amplituden gleich gemacht, so gibt das Bild auf der Röhre einen Kreis. Ein Verlöschen des Lichtbog eines Teiles der Periode, wie es gungen zweiter Art nach SIMON HAUSEN entspricht, zeigt sich sofo Unregelmäßigkeit an einer besti des Kreises an.

Fig. 1.



Noch auf eine andere Art phasenverschobene Hochfrequenz großem Energieinhalt herstellen, n eine Schaltung, welche die Phase zwangsweise hervorruft, wie sie darstellt. Die Schaltung ist der schaltung nachgebildet. G_1, G_2, G_3 stellen die (Poulsenlampen) dar, die an einem Pol verbunden andere Pol führt je zu einem Hochfrequenzleiter induktion und Kapazität. Die anderen Enden der Leiter sind verbunden. Wenn in dieser symmetrische Schwingungen auftreten, so muß die Summe der Mo der Ströme in den drei Leitern nach dem ersten KIR Satze stets Null sein, was nur möglich ist, wenn diagramm der drei Ströme ein Dreieck bildet, d. Ströme selbst dreiphasigen Drehstrom liefern. Die Ph bung läßt sich gleichfalls mittels der BRAUNschen R strieren. Verwendet man relativ langsame Schwingu

[1]) Vgl. dazu J. ZENNECK, Wied. Ann. 69, 854, 1899.

000 pro Sekunde), so läßt sich ein kleines, Eisen enthalten-
ehstrommodell mit dem aus den Lampen gewonnenen Dreh-
betreiben.

ei allen diesen Versuchen können sämtliche Lampen aus
ben Stromquelle gespeist werden, wenn man nur durch Vor-
en von Drosselspulen das Übertreten der Schwingungen
dert.

---

*

Über die Absorption des Lichtes in leuc Wasserstoff;

von Rudolf Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)
(Vgl. oben S. 449.)

Eine ganze Reihe schon lange bekannter Er lassen mit mehr oder weniger Sicherheit darauf sch Wasserstoff in leuchtendem Zustande die Fähigkeit Wellenlängen, die er emittiert, auch selektiv zu abs vor allem die Koinzidenz einiger der bekanntesten F schen Linien des Sonnenspektrums mit den Linien de spektrums eines mit Wasserstoff gefüllten Geisslerro die sogenannte Selbstumkehr der roten und grünen linie, die zuerst schon vor 25 Jahren von Liveing u beschrieben und inzwischen verschiedentlich[2]) wiede und schließlich eine Beobachtung von Wood[3]), de eine mit Wasserstoff gefüllte lange Kapillarröhre durchgang in Längsdurchsicht bläulich leuchtete, w dünne Schicht leuchtenden Wasserstoffs unter sonst dingungen rot erschien, und dies durch verschieden sorption des Wasserstoffs für verschiedene Spektra klärte.

Andererseits sind über die Absorption des Wass schiedene negative Versuche veröffentlicht worden[4]), denen es nicht gelang, Absorption von Licht, das v eine Schicht leuchtenden Wasserstoffs eindrang, n Bei Diskussion dieser bekannten Tatsachen mit mei

---

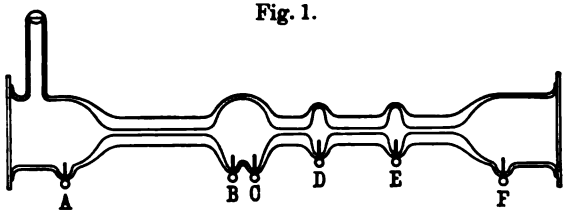
[1]) G. D. Liveing and J. Dewar, Proc. Roy. Soc. 35, 74,
[2]) V. Schumann, Astron. u. Astrophys. 12, 159, 1893; A. d. Phys. (4) 24, 515, 1907.
[3]) R. W. Wood, Phys. ZS. 7, 926, 1906.
[4]) W. Hittorf, Wied. Ann. 7, 289, 1879; M. Cantor, An 1, 462, 1900 (vgl. hierzu E. Pringsheim, Ann. d. Phys. (4) H. Kayser, Spektroskopie II, S. 184) und A. Pflüger, l. c.

H LADENBURG, schien es uns jedoch, besonders auf Grund der genannten Versuche von LIVEING und DEWAR, wahrscheindaß man Absorption in leuchtendem Wasserstoff würde messen en, falls sich der Wasserstoff in demselben Zustande befand, m Selbstumkehr beobachtet wurde.

Ich habe die dazu nötigen Versuche ausgeführt und möchte ber im folgenden berichten.

Die Form der zu den Versuchen verwendeten Kapillarröhren aus Fig. 1 ersichtlich. Die Röhren haben eine lichte Weite $1\frac{1}{2}$ mm, sind an den Enden mit Erweiterungen und auf-

Fig. 1.



teten Verschlußplatten versehen und können mit Hilfe der roden A bis F in verschiedener Länge zum Leuchten get werden. Sie wurden mit reinem Wasserstoff gefüllt und ein Induktorium von 20 cm Funkenlänge mit parallel geteter Leidener Flasche erregt. Die Helligkeit des von ihnen ängsdurchsicht ausgesandten Lichtes wurde mit einer in dargestellten spektralphotometrischen Anordnung gemessen. Die Blende B von $1\frac{1}{2}$ mm Durchmesser am Ende der Röhre K_1 mit einer Linse L_1 auf der unteren Hälfte des Spaltes S Spektrometers abgebildet, während in die obere Hälfte ein rspiegel D das durch 2 Nicols $N_1 N_2$ dringende Licht eines en Rohres K_2 reflektiert; K_2 ist mit K_1 verblasen und in in denselben Induktionsstrom geschaltet. So erscheinen kular die zwei Wasserstoffspektra übereinander, und bei einer e des Spaltes S von einigen Zehntel Millimeter kann man Drehen des Nicols N_2 auf gleiche Helligkeit der Wasserinien ($H\alpha$, $H\beta$ oder $H\gamma$) einstellen und so die Intensität verschiedenen Längen der Röhre K_1, relativ zu K_2, messen. Betrachtet man (s. Fig. 1) AB als emittierende Lichtquelle issionsrohr"), und CF als absorbierende Schicht („Absorptions-

rohr“) und bestimmt an einer der Spektrallinien, st
zu K_2,

1. die Intensität J_1 von AB,
2. die Intensität J_2 von CF und
3. die Intensität J_3 von $AB + CF$,

so muß offenbar [1]), falls CF absorbiert,

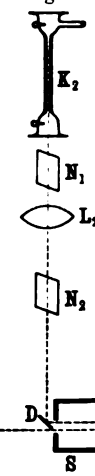
$$J_1 + J_2 > J_3$$

sein, und zwar ist

$$\frac{J_1 + J_2 - J_3}{J_1} = A$$

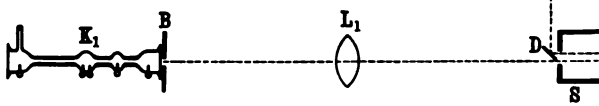
das Absorptionsvermögen der leuchtenden Schicht CF
in allen drei Fällen das gleiche Entladungspotential wi
gleichgebaute und mit den anderen verblasene Röhren in den Stromkreis geschaltet, deren Licht natürlich nicht in das Spektralphotometer gelangen darf.

Fig. 2.



In der Tat ergab sich nun in einer 60 mm langen Schicht bei 50 mm Wasserstoffdruck an den drei Wasserstofflinien meßbare Absorption, am stärksten an der Linie $H\alpha$, wo sie 60 Proz. betrug [3]).

Das gleiche Resultat erhielt ich bei Zerlegung des Rohres $ABCF$ in zwei Teile



(Fig. 3), die durch einen Hahn gegeneinander absperr
d. h. in zwei vollständig getrennten Wasserstoffschicht

Da dies aber die Versuchsanordnung nur komplizie
die endgültigen Versuche über die Abhängigkeit der

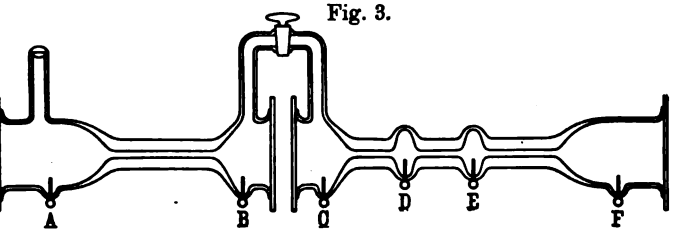
[1]) Auf ähnliche Weise haben R. Küch und P. Retschin
Phys. (4) 22, 852, 1907] selektive Absorption im Quecksill
gemessen.

[2]) Falls man von Reflexion am leuchtenden Gas absieht.

[3]) Die Größenordnung der von Küch und Retschinsky [
S. 552] im Quecksilberlichtbogen gemessenen Absorption ist etw

Wellenlänge, Schichtdicke, Druck und Entladungsform in
ı einzigen Rohr, wie es Fig. 1 darstellt, ausgeführt.
Bei der Justierung wurde vor allem darauf geachtet, daß das
der vom Emissionsrohr allein und der vom Absorptionsrohr
herrührenden Spektrallinie im Okular die gleiche Fläche
kte und dieselbe gleichmäßig erfüllte. Was die Genauig-
der Messung betrifft, so setzt ihr, abgesehen von subjektiven
ellungsfehlern, die Inkonstanz des Induktoriums eine Grenze;
ge Schwankungen der Primärstromstärke zwischen 3 und
pere beeinflußten aber die Absorption nicht merklich, eben-
ıig wie eine Änderung der Spaltbreite von 0,1 auf 0,7 mm
die Vertauschung eines Glasprismas geringer Dispersion mit
ı sehr stark dispergierenden Prisma (à vision directe), das
ünf Prismen zusammengesetzt war. Höhere Drucke als 85 mm

Fig. 3.



ten nicht untersucht werden, einmal wegen der starken Ver-
erung besonders der kurzwelligen Linien und dann wegen
onst störenden kontinuierlichen Grundes des Spektrums.
Unter diesen Umständen betrugen die mittleren Fehler einer
ometrischen Messung etwa 2 Proz., so daß die Absorption A
uf $\pm$ 10 Proz. bestimmt werden konnte. Die Mittelwerte der
tenen Resultate sind in den folgenden Tabellen und Kurven
ımengestellt.

In den Tabellen sind auch die Logarithmen von $\frac{1}{1-A}$ an-
ırt. Bedeutet nämlich J_0 die eindringende, J die von der
htdicke l durchgelassene Intensität und a die Absorptions-
tante [1]) einer Substanz, so sollte nach dem gewöhnlichen Ab-
ionsgesetz

[1]) Vgl. Kaysers Definitionen in Winkelmanns Handbuch der Physik
fl.), VI. Bd., S. 740.

$$J = J_0 . e^{-al}$$

also

$$a.l = ln\frac{J_0}{J} = ln\frac{1}{1-A}$$

sein, da

$$A = \frac{J_0 - J}{J_0}$$

ist, d. h. die Schichtdicke proportional dem Logarithmus proken Durchlässigkeit (von Reflexion abgesehen). In de

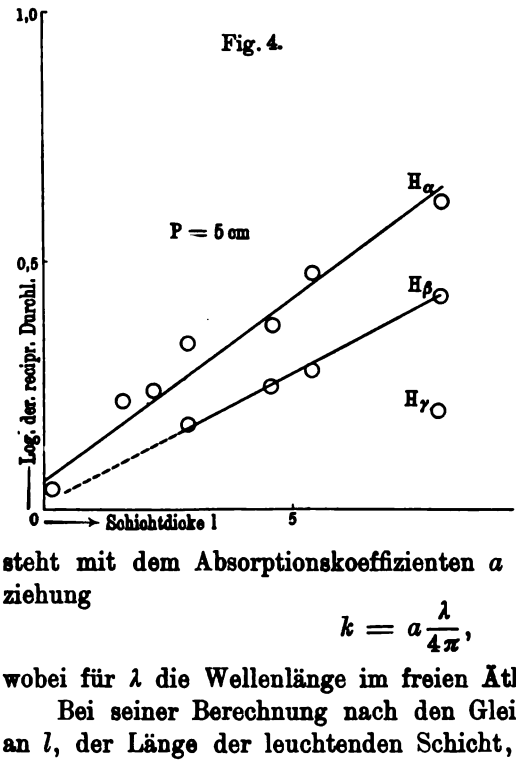


Fig. 4.

der Fig. 4 u deshalb die dicke [1]) als der Logarith reziproken lässigkeit als aufgetragen, enthält Fig. sultate für und $H\gamma$ be Druck, Fig jenigen für und 32 mm Der in letzten Kolo Tabelle I a Extinktionsi

steht mit dem Absorptionskoeffizienten a in der beka ziehung

$$k = a\frac{\lambda}{4\pi},$$

wobei für λ die Wellenlänge im freien Äther gesetzt ist

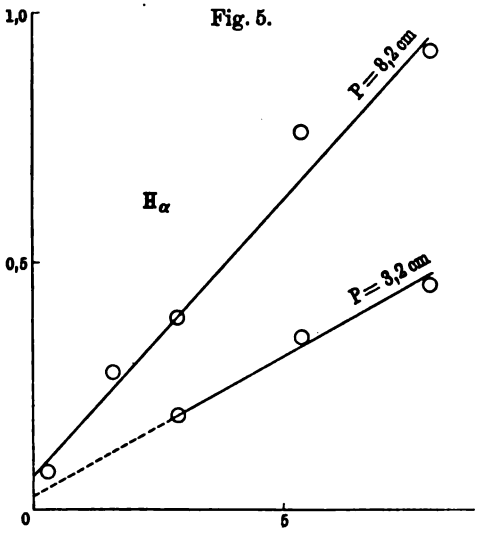
Bei seiner Berechnung nach den Gleichungen 3) u an l, der Länge der leuchtenden Schicht, noch eine K angebracht. Wie nämlich aus den Kurven der Fig. 4 u vorgeht, lassen sich die Beobachtungen, der Gleichun

[1]) Als Dicke der absorbierenden Schicht wurde stets die leuchtenden Schicht gemessen.

[2]) Vgl. Kaysers Definitionen in Winkelmanns Handbuch (2. Aufl.), VI. Bd., S. 740.

end, innerhalb der Versuchsfehler durch gerade Linien dar-
, allein die Geraden schneiden die Koordinatenachsen nicht
llpunkt. Dies läßt sich offenbar durch die Annahme er-
, daß die wahre Länge der absorbierenden Schicht um
innerhalb der Fehlergrenzen stets gleichen Betrag größer
s die gemessene Länge der leuchtenden Schicht. Für die
tät der Erscheinung sprechen Versuche in nur 2 bis 3 mm
Schichten (in die Tabellen und Kurven aufgenommen [1]),
einer eigens konstruierten kreuzförmigen Kapillare ge-
n wurden und Ab-
onen von 9 Proz.
0 mm Druck) bzw.
oz. (bei 80 mm
) an der roten
rstofflinie ergaben.
den verschiede-
Erklärungsmöglich-
, die sich hierfür
en lassen, habe ich
noch nicht ent-
len können; jeden-
st aber unter jener
me bei der Be-
ung von k statt der
senen Schichtdicke
Wert $l + \alpha$ zu be-

Fig. 5.



n, wobei α aus den gezeichneten Kurven als Abszisse des
ttpunktes der betreffenden Geraden mit der Abszissenachse
en wird [2]); die Größe von α findet sich in der letzten Vertikal-
der Tabelle I.

Die auf diese Weise gewonnenen Extinktionskoeffizienten
zwischen 10^{-6} und 10^{-7}; sie beziehen sich nicht auf einen
dlich schmalen Wellenlängenbereich, sondern auf die Wasser-

[1]) Die betreffenden Werte sind wegen der geringen Absorption natur-
weniger genau als die anderen.
[2]) Der absolute Wert des Extinktionsindex wird dadurch nicht wesent-
eeinflußt.

stofflinien endlicher Breite, wie sie von Geisslerröhre
beschriebenen elektrischen Bedingungen emittiert we

Tabelle I.

Wellenlänge λ	Druck P (cm Hg)	Schichtdicke l (cm)	Absorptionsvermögen A	$\log \frac{1}{1-A}$
0,656 μ	5,2	0,2	0,09	0,041
		1,6	0,40	0,22
		2,2	0,43	0,245
		2,9	0,54	0,34
		4,6	0,57	0,37
		5,4	0,67	0,48
		8,0	0,75	0,60
0,486 μ	5,2	2,9	0,33	0,17
		4,6	0,43	0,25
		5,4	0,48	0,28
		8,0	0,625	0,43
0,434 μ	5,2	8,0	0,37	0,20
0,656 μ	8,2	0,3	0,14	0,066
		1,6	0,475	0,28
		2,9	0,595	0,39
		5,4	0,825	0,76
		8,0	0,88	0,92
0,656 μ	1,4	10,0	0,34	0,18
	3,2	8,0	0,64	0,45
	5,2	8,0	0,75	0,60
	8,2	8,0	0,88	0,92

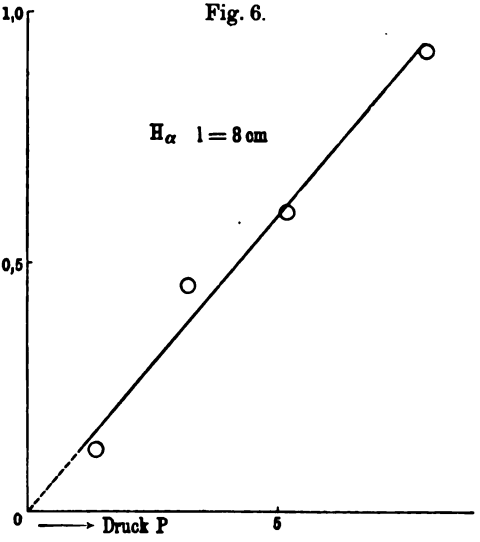
In Fig. 6 sind ferner die Logarithmen der rezipr
lässigkeit für $H\alpha$ in einer 80 mm langen Schicht
der verschiedenen Drucke dargestellt; die benutzten
in der zweiten Hälfte der Tabelle I enthalten. D
achteten Werte angenähert auf einer Geraden lie
auch das BEERsche Gesetz zu gelten, freilich kann
gewissen Grenzen der Fall sein (beobachtet zwisc
80 mm Druck), da eine Änderung des Druckes die
form beeinflußt.

Tabelle II.

	P	l	A	$k \cdot 10^7$	Bemerkungen (Stromverhältnisse)
u	5,2	2,9	0,54	11,3	mit 1 Leidener Flasche,
		4,6	0,57	8,4	ohne Selbstinduktion
		4,6	0,40	5,0	mit 1 Leidener Flasche, mit Selbstinduktion
		5,2	0,15	1,4	ohne Leidener Flasche, ohne Selbstinduktion
		2,9	0,52	10,7	mit 2 Leidener Flaschen, ohne Selbstinduktion
u	5,2	4,6	0,39	3,9	mit 1 Leidener Flasche, ohne Selbstinduktion
		4,6	0,18	1,6	mit 1 Leidener Flasche, mit Selbstinduktion

ie Wirkung der Entladungsform zeigt schließlich Tabelle II. ntfernung der sonst benutzten Leidener Flasche erscheinen hren schwach bläu- statt intensiv rot, pektrallinien wer- chärfer und licht- cher. Entsprechend die Absorption be- d zurück[1]). Ebenso das Einschalten Selbstinduktion[2]), Größe bei den ebenen Versuchen 10^{-6} Henry war. nein nimmt also bsorption mit Ver- ung der Strom- ab.

Fig. 6.



) Die Benutzung einer derartigen Entladungsform war wohl auch bei ersuchen von Pflüger die Ursache, daß er bei 1 mm Druck keine Ab- n fand.

) Vgl. G. A. Hemsalech, J. de phys. (3) 8, 652, 1899.

Aus den erhaltenen geraden Linien und aus d
daß bei 83 mm Druck für $H\alpha$ in einer 80 mm dic
etwa 90 Proz. Absorption gefunden wurden, geht m
hervor, daß 1. kein wesentlicher Teil des von der „
ausgesandten Lichtes infolge fehlerhafter Versuchsa
der absorbierenden Wasserstoffschicht vorbeiging,
gefundenen Extinktionsindices jedenfalls nicht w
klein ausgefallen sein können, und 2. daß die Abs
leuchtenden Schicht Wasserstoff sich im wesentlich
Licht erstreckt, das sie unter gleichen Bedingungen e
also die „Absorptionslinie“ ebenso breit ist wie die E

Daß schließlich die gefundenen Extinktionskoeffi
nicht wesentlich zu groß sind, d. h. daß nicht die Ve
nung Absorption vortäuschte, beweisen Versuche, i
„Emissionsrohr“ und das „Absorptionsrohr“ durch z
dene Induktorien erregt wurden, die mit getren
brechern betrieben wurden oder in denselben Prim
eingeschaltet waren: die Beobachtungen lieferten $\pm$
sorption, d. h. in den angegebenen Fehlergrenzen ke
Absorption. Daß nur Absorption stattfinden kann, we
quelle und das Absorptionsrohr auch gleichzeitig leu
daß dies im allgemeinen bei zwei verschiedenen Indu
der Fall ist, war a priori zu erwarten.

So ergibt sich also das Absorptionsvermögen e
leuchtenden Wasserstoffs als eine vollständig definie
derselben Art wie für eine nicht selbst leuchtende S
zwar nimmt die Absorption für die beobachteten Li
nehmender Wellenlänge ab. Dies ist eine Bestätigu
(S. 550) erwähnten Vermutung Woods. Ich habe se
quantitativ mit der beschriebenen Anordnung wieder
indem an die Stelle der Röhren K_1 und K_2 zwei ei
gleiche Röhren mit je drei Elektroden ABC traten
Abstand AC 130 mm, der Abstand BC nur 12
Die 12 mm lange Schicht der einen Röhre wurde
130 mm langen Schicht der anderen verglichen, und
Übereinstimmend zeigte sich, daß, wenn auf Gl

[1]) Vgl. hierzu auch S. 560.

sität der Linie $H\alpha$ eingestellt wurde, diejenige der Linie
der langen Wasserstoffschicht die der kurzen überwog; war
in beiden Spektren gleich hell, so erschien $H\alpha$ der kurzen
$H\gamma$ der langen Wasserstoffschicht heller[1]). Durch eine
rtige Wirkung verschieden dicker Schichten leuchtenden
serstoffs lassen sich auch die Versuche W. W. CAMPBELLS[2])
ren: CAMPBELL verglich die Intensität des Wasserstoffspektrums
Orionnebels mit dem einer Geisslerröhre; war $H\beta$ in beiden
tren gleich hell, so erschien $H\gamma$ im Nebel heller als in der
lerröhre, und $H\alpha$ der Röhre war sichtbar, $H\alpha$ des Nebels
. Der Schluß von KAYSER[3]), daß in diesen Versuchen
scheinlich die Wirkung der höheren Temperatur des Nebels
hen sei, scheint also nach meinen Versuchen nicht notwendig.
Auf Grund der beschriebenen Erfahrungen ist es schließlich
schwer, in einem Geisslerrohr statt des Emissionsspektrums
Wasserstoffs sein Absorptionsspektrum zu erhalten, d. h.
kontinuierliches Spektrum, in dem die Wasserstofflinien als
le Linien erscheinen. Als „Lichtquelle" eignet sich eine
Kapillare von wenigen Centimeter Länge, die, mit Wasser-
von $^1/_2$ bis $^3/_4$ Atmosphären Druck gefüllt, ein ganz kon-
erliches Spektrum[4]) liefert, in dem die Wasserstofflinien
noch als starke, aber ganz breite Maxima der Intensität er-
bar sind; als Absorptionsrohr eine etwa gleich lange weitere
re von 5 bis 10 mm Durchmesser, in der der Druck zwischen
und 80 mm Quecksilber variiert werden kann. Werden diese
ren hintereinander in denselben Stromkreis eines Induktoriums
haltet und wird das Bild des Kapillarendes durch das Ab-
tionsrohr hindurch auf den Spalt des Spektralapparates kon-
riert, so erscheinen bei genügender Dispersion, wie sie bei
nen Versuchen das oben beschriebene geradsichtige Prisma
rte, in dem kontinuierlichen Spektrum die rote, und, etwas
iger deutlich, auch die blaugrüne Wasserstofflinie als breite,

[1]) Bei den verschiedenen Quecksilberlinien beobachteten KÜCH und
CHINSKY ähnliche Erscheinungen (l. c.).
[2]) W. W. CAMPBELL, Astrophys. Journ. 9, 312, 1899.
[3]) H. KAYSER, Spektroskopie II, S. 332, 1902.
[4]) Damit keine Selbstumkehr eintritt, ist dafür zu sorgen, daß die
htende Strombahn innerhalb der Erweiterung der Kapillare, die die Ver-
ußplatte trägt, nicht in den Strahlengang kommt.

dunkle Absorptionslinien, die mit abnehmendem Dru
sorptionsrohr schmaler werden und von etwa 0,05 m
feine Linien erscheinen. Fig. 7 zeigt eine Photographi
Wasserstofflinie, wie sie mittels eines Teleobjektivs an
Spektrometerfernrohres erhalten wurde.

Da oberhalb und unterhalb des kontinuierlichen
die hellen Linien des weiteren Absorptionsrohres ersch
man direkt, daß die Breite der Absorptionslinien in d
derselben Größenordnung ist wie die der Emissionslin
gens unterscheidet sich die beschriebene Versuchsanor
dem eingangs erwähnten Versuch der Selbstumkehr v
und DEWAR und einem ähnlichen von A. PFLÜGER (l.
durch, daß eben „Lichtquelle" und Absorptionsrohr ge
und man infolgedessen in letzterem einen beliebigen

Fig. 7.

stellen kann. Dadurch
sich einwandfrei von d
keit der Erklärung d
nung überzeugen und
Druckeinfluß auch z. B
fluß eines Magnetfel
suchen, womit ich zu
beschäftigt bin. Läßt
gens vor dem Füllen
stoff ein wenig Luft und Quecksilberdampf im Abso
so sieht man gleichzeitig mit den dunkeln Absorption
Wasserstoffs die bekannten hellen Luft- und Quecks
ein Zeichen, daß deren Emission in diesem Falle die
überwiegt.

Ob man mit einer ähnlichen Versuchsanordnung
Absorptionsspektra anderer Gase erhalten kann, soll
untersucht werden.

Schließlich kann man den Versuch mit zwei
(vgl. S. 558) hier sehr bequem wiederholen und erhält d
lich statt der dunkeln Absorptionslinien die hellen
linien des Wasserstoffs. Inwieweit vollständiger Syn

[1]) Diese Änderung der Breite der Absorptionslinien konnte
heit nur an der roten Wasserstofflinie konstatiert werden.

beiden leuchtenden Röhren zur Beobachtung der Umkehr notig ist[1]), geht aus den beschriebenen Versuchen nicht hervor; h erscheinen auch bei einem einzigen Induktorium statt der rptions- die Emissionslinien hell auf dem kontinuierlichen de, wenn man die Röhren dadurch gegeneinander „verstimmt", man eine Leidener Flasche der „Lichtquelle" und eine andem Absorptionsrohr parallel schaltet und durch Einschalten geeigneten „Ersatzröhre" zum Absorptionsrohr dafür sorgt, sich in diesem die Entladungsform nicht ändert.

Zusammengefaßt ist der Inhalt vorliegender Arbeit folgender:

1. In einem mit Wasserstoff gefüllten Geisslerrohr läßt sich tive Absorption qualitativ durch Absorptionslinien nachweisen quantitativ messen, falls als Lichtquelle ein zweites Geisslerbenutzt wird, das mit dem ersten in Serie geschaltet ist.

2. Die selektive Absorption des Wasserstoffs folgt dem gelichen Absorptionsgesetz des Lichtes und in gewissen Grenzen dem Beerschen Gesetz. Der Extinktionsindex ist von den nverhältnissen abhängig und war bei dem benutzten Inorium und bei 5 cm Wasserstoffdruck von der Größenord- 10^{-6}.

Vorliegende Untersuchung wurde im Physikalischen Institut Universität Breslau ausgeführt; ich möchte auch an dieser e dem Direktor desselben, Herrn Professor Lummer, sowie n Professor Pringsheim meinen aufrichtigen Dank sagen für berlassung aller Apparate und für ihr großes Interesse an Ausführung dieser Versuche.

[1]) R. Reiger zeigte (Phys. ZS. 7, 68, 1906), daß unter Umständen bei verden weiten Teilen sogar einer und derselben Röhre der eine periodisch, ndere kontinuierlich leuchten kann. Professor Wehnelt war so freundmich auf diese Arbeit aufmerksam zu machen.

Breslau, Physikalisches Institut, Juli 1908.

Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtel Elektronen;

von Erich Ladenburg † und Karl M

(Angezeigt in der Sitzung vom 29. Mai 1908.)

(Eingegangen am 9. Juni 1908.)

(Vgl. oben S. 394.)

Vor einiger Zeit konnte der eine von uns[1]) zeig Anfangsgeschwindigkeit der durch die Einwirkung u Lichtes ausgelösten Elektronen eine Funktion der des wirkenden Lichtes ist. Die Versuche waren in angestellt worden, daß die Aufladung einer im höchst befindlichen Metallplatte gemessen wurde, wenn spekt Licht diese Platte traf. Es wurde eine um so größer gefunden, je kürzer die Wellenlänge des wirkenden Zahlenmäßig ergab sich für ein und dasselbe Metall tionalität zwischen der Wurzel aus dem Potential, a der Anfangsgeschwindigkeit und der Schwingungszahl den Lichtes, und zwar unter der Voraussetzung, d schwindigkeit 0 der Schwingungszahl 0 zugeordnet man diese Annahme nicht, so kann aus den Versuch eine lineare Abhängigkeit des Quadrats der Geschwi der Schwingungszahl geschlossen werden, wie dies auf Grund der besprochenen Versuche getan hat.

Aus der Tatsache, daß die Größe der Auflad verschiedene Wellenlängen verschieden ergibt, kann m Schlüsse ziehen: Entweder folgt hieraus, daß bei stimmten Wellenlänge ein ganzes Spektrum von G keiten, von 0 anfangend, ausgelöst wird, und daß nu vorkommende Geschwindigkeit A mit Abnahme der wächst. Dies würde mit den Kurven von Lenard Geschwindigkeitsverteilung im Einklang stehen, n

---

[1]) Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 9, 5
[2]) A. Joffé, Ann. d. Phys. (4) 24, 939, 1907.
[3]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.

windigkeiten von 0 bis A Volt vorhanden sind, und zwar sich bei jedem untersuchten Metall für den Grenzwert A ernd dieselben Zahlenwerte ergeben, wie die in der oben ochenen Arbeit gefundenen. Diese Anschauung würde freilich tisch schwer zu deuten sein.

Die andere Möglichkeit einer Erklärung der erwähnten Ver- ist die, daß zu jeder Schwingungszahl nur eine Geschwin- t bzw. ein Geschwindigkeitsbereich entsprechend dem ELLschen Verteilungsgesetz gehört, nämlich diejenige Ge- ndigkeit, welche der Aufladung entspricht. Nach dieser ssung würden, wenn z. B. Licht zwischen den Grenzen 200 $\mu\mu$ und $\lambda = 260\ \mu\mu$ auf eine Platinplatte fällt, nur ronen ausgelöst werden mit Geschwindigkeiten zwischen 1,08 ,86 Volt[1]). Diese Deutung wäre deshalb wichtig, weil sich ch die lichtelektrische Wirkung als ein reines Resonanz- men erwiese.

m folgenden soll über Versuche berichtet werden, die auf em Wege die früheren Resultate bestätigen und ferner vor eine Entscheidung zwischen den beiden Erklärungsmöglich- herbeiführen sollen.

äßt man unzerlegtes ultraviolettes Licht auf eine Metall- im Vakuum fallen, so ist nach LENARD die Anzahl der erdenden Elektronen, von einem gewissen beschleunigenden tial an, eine konstante, d. h. wir haben Sättigung. Wählt das beschleunigende Potential geringer, so nimmt die Anzahl lektronen ab und zwar bis zum Potential 0 auf etwa zwei l des Sättigungswertes und von da ab, also bei verzögernden ischen Kräften, sehr rasch, so daß die Anzahl bei 0,5 Volt gerung nur noch etwa ein Sechstel der maximalen Menge gt. Nach der gewöhnlichen Auffassung heißt dies — zu- t nur für verzögernde Potentiale —, daß die Zahl von ronen, die mit Geschwindigkeiten zwischen 0 und 0,5 Volt latte verlassen, sehr viel größer ist als die, deren Geschwin- it größer als 0,5 Volt ist.

Bei großen, verzögernden Kräften erhält man einen umge- en Effekt, entsprechend der Tatsache, daß Licht an der

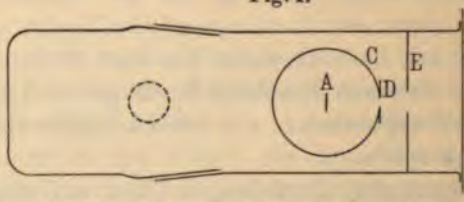
[1]) E. L. l. c.

bestrahlten Platte reflektiert wird und an der gegenü
Platte Elektronen erzeugt. Diese treffen die bestrahl
und rufen so den umgekehrten Effekt hervor. Die b
dingten Fehler in der Kurve lassen sich berechnen un

Die ersten Versuche wurden angestellt, um zu
diese Sättigungskurven verschieden ausfallen für
Spektralbezirke des wirkenden Lichtes, entsprechend
von dem einen von uns gefundenen Tatsachen.

Die Versuchsanordnung war folgende. Das Licht
druckquarzquecksilberlampe — 200 Volt Klemmensp
vier Ampere —, für deren leihweise Überlassung wi
W. C. Heräus, Hanau, auch an dieser Stelle unseren
sagen, wurde durch zwei große Quarzkondensoren a
eines mit zwei Quarz-Flußspatobjektiven und eine

Fig. 1.



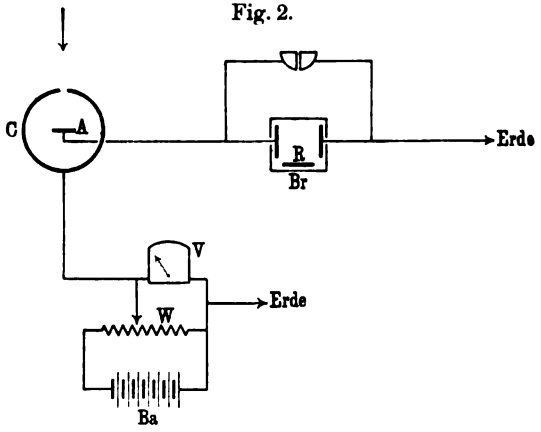
prisma versehenen Spektrometers konzentriert. Die
Objektiv des Spaltrohres parallel gemachten und
Prisma zerlegten Strahlen wurden durch die zweite
auf der zu untersuchenden Platinplatte A vereinigt. I
befand sich in einem durch die Quarzplatte B ve
Glasrohre (Fig. 1), war 4 mm breit und durch Bern
eingeführt. Auf dieselbe Weise war der Messingzylind
Derselbe hatte auf der der Quarzplatte B zugekehrte
schlitzförmige 2 mm breite Öffnung zum Durchtritt
Die Glimmerscheiben D und E hielten das Licht
fern. An das Rohr war ein anderes Glasrohr an
welches mit Kokosnußkohle gefüllt war. Das Ganz
einer Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepump
abgeschmolzen. Das zum Versuch notwendige Va
durch Kühlen der Kohle mit flüssiger Luft erzielt.

Die Schaltung ist aus Fig. 2 ersichtlich. A
ebenso wie in Fig. 1, die bestrahlte Platte. Sie ist

onwiderstand[1]) *Br* zur Erde abgeleitet. Die Enden dieses standes liegen an den Quadranten eines gut isolierenden ALEKschen Elektrometers. Die Größe des Widerstandes 4,5 × 10⁹ Ohm und die Empfindlichkeit des Elektrometers $= \frac{1}{5000}$ Volt, so daß in der benutzten Kombination $= 4{,}4 \times 10^{-14}$ Amp. war.

ur Erzeugung höherer Spannungen zwischen *A* und dem ler *C* wurde eine isoliert aufgestellte Hochspannungsbatterie zt, für die niederen Spannungen drei Akkumulatoren, die einen Schieberheostaten *W* geschlossen waren. Der positive

Fig. 2.



negative Pol war geerdet und die Abzweigeklemme des taten mit dem Zylinder *C* und der einen Klemme des Volts *V* verbunden, dessen andere geerdet war. Alle Teile der lnung waren von der Erde isoliert. Um den Effekt für legtes Licht zu erhalten, wurde das Prisma aus dem Spektral- at entfernt und das Spaltrohr des Spektrometers in die ngerung des anderen Rohres gestellt.

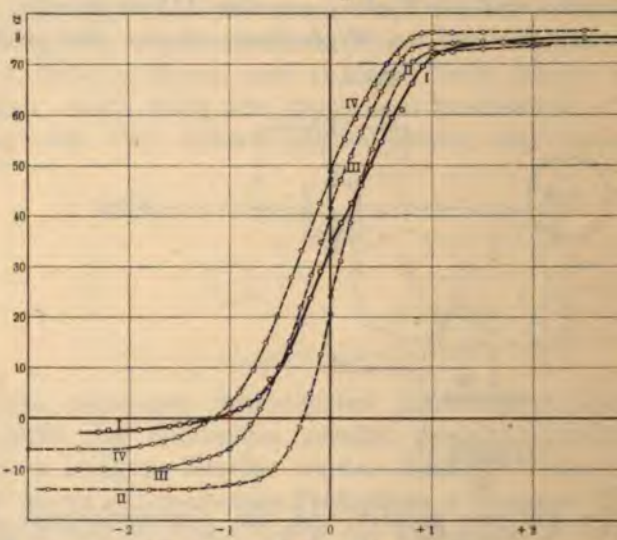
Die erhaltenen Resultate sind in Tab. 1 wiedergegeben. Die le zerfällt in vier Teile: Teil I gilt für unzerlegtes Licht, einen Spektralbezirk um 260 $\mu\mu$, III für einen um 232 $\mu\mu$ IV für einen um 212 $\mu\mu$. In den Tabellen bedeuten die

[1]) Howard L. Bronson, Sill. Journ. (4) 19, 185, 1905; siehe auch Erich BURG, Diese Verh. 9, 166, 1907.

Zahlen unter V die Größen des Potentials in Volt z
und A; es sind hierbei diejenigen Potentiale positiv
welche negative an A entstehende Elektronen besc
Die α bedeuten die entsprechenden Elektrometerausse
sind also der Zahl der austretenden Elektronen propor

Der Inhalt der Tab. 1 ist in Fig. 3 graphisch darge
zwar entspricht Kurve I dem Teil I, Kurve II der
Kurve III dem Teil III und Kurve IV dem Teil IV d

Fig. 3.



In allen vier Kurven sind die Potentiale zwischen C
Abszissen, die Elektrometerausschläge als Ordinaten ein
Die Kurven zeigen deutlich, daß für verschiedene We
die Verteilung der Geschwindigkeiten der Elektronen
schiedene ist. Und zwar bestätigt sich das früher g
Resultat, daß kürzeren Wellenlängen schnellere Elekt
sprechen.

Um diese Kurven zu quantitativen Berechnungen zu
müßten sie erst wegen der durch die Lichtreflexion
Verringerung des Effekts korrigiert werden. Es erzeug

[1]) l. c.

Tabelle 1.

I gtes Licht		II $\lambda = 260\,\mu\mu$		III $\lambda = 232\,\mu\mu$		IV $\lambda = 212\,\mu\mu$	
	α	V	α	V	α	V	α
	75	+ 5,6	74,0	+ 5,8	74,4	+ 5,9	76,5
	75	+ 4,0	74,4	+ 4,96	74,3	+ 4,5	76,5
	75	+ 2,0	73,5	+ 4,0	74,5	+ 3,5	76,5
	75	+ 1,5	72,8	+ 3,0	74,2	+ 2,5	76,5
	74,5	+ 1,0	72,8	+ 2,0	74,2	+ 1,5	76,3
5	74	+ 1,205	72,3	+ 1,50	74,2	+ 1,2	76,3
	74	+ 1,098	72,1	+ 1,20	74,0	+ 1,0	76,1
	71,6	+ 0,99	72,2	+ 1,00	73,7	+ 0,89	76,0
	69,7	+ 0,82	70,4	+ 0,80	72,8	+ 0,785	75,2
5	66,2	+ 0,71	67,3	+ 0,70	70,8	+ 0,66	71,9
	61	+ 0,56	61,0	+ 0,60	68,1	+ 0,56	70,0
	59,4	+ 0,42	53,2	+ 0,492	64,5	+ 0,425	65,8
5	54,6	+ 0,32	46,1	+ 0,40	61,0	+ 0,35	63,1
	49,9	+ 0,20	38,6	+ 0,30	56,6	+ 0,245	59,0
5	47,3	+ 0,10	31,1	+ 0,20	51,8	+ 0,14	54,9
	42,5	+ 0,02	24,0	+ 0,10	47,0	+ 0,02	48,8
6	38,6	— 0,02	20,5	+ 0,02	41,6	— 0,02	47,3
	35,2	— 0,10	12,6	— 0,02	39,7	— 0,12	42,5
	33,1	— 0,20	5,0	— 0,10	34,8	— 0,279	33,2
5	28,9	— 0,30	— 1,5	— 0,20	28,3	— 0,38	27,8
	23,6	— 0,39	— 5,6	— 0,30	21,8	— 0,525	20,0
5	18,5	— 0,55	— 10,0	— 0,40	15,1	— 0,64	14,9
5	13,3	— 0,71	— 11,8	— 0,50	10,5	— 0,77	9,5
5	10,0	— 0,91	— 12,7	— 0,608	6,4	— 0,915	5,1
	7,5	— 1,01	— 13,2	— 0,69	2,1	— 1,015	3,2
2	4,3	— 1,20	— 13,3	— 0,79	— 1,0	— 1,14	0
	3,14	— 1,40	— 14,0	— 0,89	— 3,5	— 1,25	— 0,8
	1,93	— 1,60	— 14,0	— 1,0	— 5,8	— 1,35	— 2,3
	1,29	— 1,80	— 14,0	— 1,10	— 6,9	— 1,51	— 3,6
	0	— 2,80	— 14,0	— 1,20	— 7,4	— 1,66	— 4,5
	— 0,775	— 5,90	— 15,0	— 1,30	— 8,0	— 1,77	— 5,0
	— 1,245	- 60	— 27,8	— 1,40	— 8,5	— 1,87	— 5,6
	— 1,505	—	—	— 1,60	— 9,0	— 2,51	— 5,8
5	— 2,15	—	—	— 1,80	— 9,8	— 3,00	— 6,1
	— 2,23	—	—	— 2,24	— 10,0	- 60	— 22,2
	— 2,58	—	—	— 2,51	— 10,2	—	—
	—	—	—	- 60	— 24,9	—	—

wie schon gesagt, das an A reflektierte und C tref
an letzterem Elektronen. Diese treffen A und ru
Verringerung des Effektes hervor. Hierdurch erkläre
die negativen Äste der Kurven.

Aus den Kurven der Fig. 3, die in ihrem V
Kurven LENARDS[1]) vollkommen ähneln, scheint he
daß die früher gefundene Aufladung, die eine im
findliche Metallplatte unter dem Einfluß ultraviolet
verschiedener Wellenlängen annimmt, nicht dem
kommenden Wert der Geschwindigkeit, sondern nu
maximalen Geschwindigkeit entspricht, und daß bei al
längen Geschwindigkeiten bis zu 0 Volt herunter vor

Nun ist vor kurzem von O. v. BAEYER[2]) geze
daß nicht nur schnelle, sondern auch langsame
an Metallplatten, auf die sie treffen, diffus reflekti
Er zeigte dies für Elektronen mit Geschwindigkei
2 Volt herunter. Die Geschwindigkeit der Elekt
die es sich in unseren Versuchen handelt, ist vo
Größenordnung und es war daher anzunehmen, daß
Reflexion von Elektronen auftritt. Für diese Elek
also — siehe Fig. 2 — an C reflektiert werden und
ist das für die primären Elektronen verzögernde P
beschleunigendes und es ist von vornherein nicht zu
welche Änderung hierdurch die Kurven der Fig. 3 e
wie die von diesem Fehler freien Kurven verlaufen wi
Berechnung schien aussichtslos; es war deshalb not
Reflexion von Elektronen an C zu verhindern, d.
sorgen, daß die Elektronen, die A einmal verlassen,
dorthin zurückkehren.

In der oben zitierten Arbeit gibt nun O. v.
Mittel an, diese Reflexion von Elektronen auf ei
herabzusetzen. Wenn man nämlich vor die Auffange
ein Drahtnetz bringt und dieses gegen die Platte
laden, so findet bei geeigneter Wahl dieses Pote
wesentliche Reflexion mehr statt. Dieses Mittel wurde

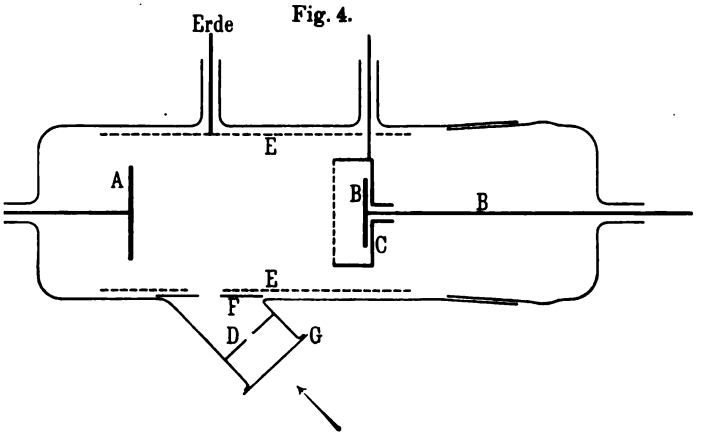
---

[1]) l. c.
[2]) O. v. BAEYER, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 96, 19

ıch vielen Vorversuchen ergab sich schließlich folgende
hsanordnung, die Fig. 4 wiedergibt.

einem durch die Quarzplatte G verschlossenen Glasrohre
sich die isoliert eingeführte Elektrode A, an der durch
ılung die Elektronen erzeugt werden sollten. Die ebenfalls
›lierte Auffangeplatte B befand sich in einem von ihr
en Faradaykäfig C, der vorn durch ein Drahtnetz aus ganz
Drähten geschlossen war. E ist ein Drahtnetz, welches
lektrischen Schutz diente, D und F zwei Glimmerdia-
ıen, die das Licht von E fernhalten. Das Ganze wurde

Fig. 4.



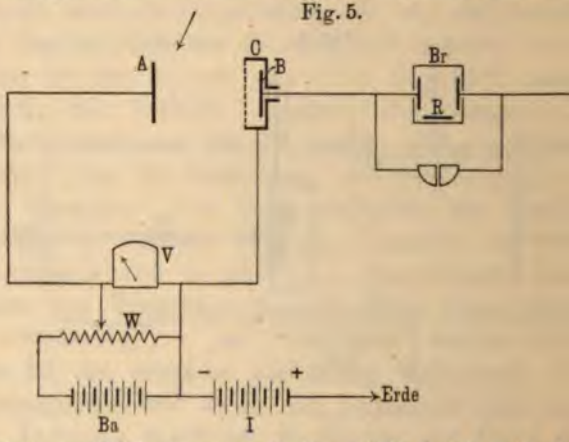
gleichen Weise, wie bei den oben beschriebenen Ver-
, mit Hilfe von Kokosnußkohle und flüssiger Luft aus-
pt. Als Lichtquelle diente wieder die Quarzquecksilber-

Die Schaltung ist aus Fig. 5 ersichtlich. Die Elektrode
es sind dieselben Bezeichnungen wie in Fig. 4 — lag an
us dem Bronsonwiderstand Br und dem Elektrometer
ɛten Meßanordnung.

ie Elektrode A, der Käfig C, ebenso wie die Batterie Ba,
'iderstand W und das Voltmeter V — alle isoliert auf-
t — wurden durch die Batterie I auf ein negatives Poten-
ıfgeladen. Die Batterie Ba und der Widerstand W dienten,
› wie in der ersten Versuchsanordnung (siehe Fig. 2), zum
ɛunigen bzw. Verlangsamen der an A erzeugten Elektronen.

Um das Potential zu finden, das man zwisch
anlegen muß, um die Reflexion zu vermeiden, wurd
bei 0 Volt zwischen A und C gemessen als Funktio
tials zwischen C und B. Es ergab sich, daß von
an der Effekt nicht mehr zunahm, woraus hervorgi
diesem Potential an die Reflexion aufhörte. Dem
für die in der folgenden Tab. 2 mitgeteilten Messun
C und B ein Potential von 50 Volt gewählt. Die
der V das zwischen A und C — siehe Fig. 4 —
Potential[1]) und α den dazu gehörigen Elektrom

Fig. 5.



bedeutet, zerfällt in zwei Teile. Teil I ist mit d
von 50 Volt zwischen C und B aufgenommen, Teil II
Potential. Im letzteren Falle war C geerdet.

Der Inhalt der Tab. 2 ist in Fig. 6 graphisch wi
Kurve I entspricht dem Teil I und Kurve II dem
Tab. 2. Bezüglich der Kurve II, die in ihrem Verlauf
gefundenen entspricht, ist zunächst zu bemerken,
Erzeugung der Sättigung erforderliche Potential v
deshalb so viel höher liegt, als bei den Versuchen m
Versuchsanordnung, weil hier der Abstand $A—C$
früher dagegen der entsprechende nur 5 bis 6 mm b

Aus den Kurven I und II der Fig. 6 folgt nu
früher gefundene Verlauf, wie ihn Kurve II darstell

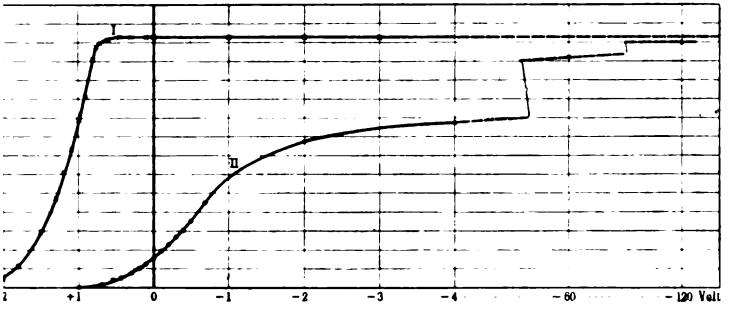
[1]) Es sind hier die verzögernden Potentiale positiv gere

Tabelle 2.

I		II		I		II	
›n verhindert		Reflexion nicht verhindert		Reflexion verhindert		Reflexion nicht verhindert	
	α	V	α	V	α	V	α
	266	− 120	260	+ 0,80	242	− 0,1	39
	266	− 60	244	+ 0,90	203,5	± 0	32
	266	− 10	198	+ 1,0	177,5	+ 0,12	25,5
	266	− 4	176	+ 1,1	147	+ 0,20	21
1	266	− 2	156	+ 1,2	122	+ 0,30	16
0	266	− 0,68	89	+ 1,3	94	+ 0,44	10
5	266	− 0,50	72	+ 1,5	58	+ 0,54	8
1	263	− 0,39	61,5	+ 1,8	23	+ 0,70	3
2	258	− 0,30	54	+ 2,0	8	+ 0,98	0
7	256	− 0,21	46	+ 2,4	0	—	—

n Sättigungskurve lichtelektrischer Elektronen entspricht, rn durch die an der Auffangeplatte erzeugte Reflexion lert ist. Beseitigt man diese Reflexion, wie in Kurve I ehen, so zeigt sich, daß schon bei etwa 0,8 Volt Verzögerung

Fig. 6.



gung vorhanden ist, d. h. daß Geschwindigkeiten kleiner als olt nicht oder nur verschwindend wenig vorkommen. Licht hen den Wellenlängen $\lambda = 200\,\mu\mu$ und $260\,\mu\mu$, wie es im ıtlichen das in unserer Lichtquelle wirksame ist, scheint diesen Versuchen an Platin nur Elektronen von Geschwin-iten zwischen 0,8 und 2,3 Volt zu erzeugen. Geschwindig-n zwischen 0 und 0,8 Volt kommen nicht im wesentlichen

Betrage vor. Ebenso ist der auf die Oberflächenkraf
bei 0 Volt früher vorhandene Knick verschwunden.

Zahlenmäßig stimmen die aus der Kurve sich
Grenzgeschwindigkeiten mit den früher gefundenen
überein. Früher waren die Grenzen für 260 bzw.
bzw. 1,86 Volt, jetzt ergeben sie sich zu 0,8 und 2,3
Gründe für diese Unterschiede sind folgende: Einma
gar nicht notwendig, daß nur eine einzige Geschwindi
eine Wellenlänge ausgelöst wird; es ist vielmehr
möglich, daß die durch eine Wellenlänge ausgelösten
bezüglich ihrer Geschwindigkeit um einen Mittelwert
etwa nach dem MAXWELLschen Verteilungsgesetz.

Ferner aber ist zu bedenken, daß, wie schon O.
in der oben zitierten Arbeit erwähnt, durch das zw
Platte B und dem Drahtnetz C angelegte Potential ei
entsteht, welches so wirkt, daß dadurch die Elekt
gewisse Beschleunigung erfahren. Annähernd läßt sich
dieses Streufeldes bestimmen und zwar beträgt d
unseren Dimensionen — Entfernung $A—C = 6$ cm;
$C—B = 0{,}5$ cm; Maschenweite des Drahtnetzes 1 m
dicke $= 0{,}15$ mm — etwa 0,8 Proz.

Dies würde heißen, daß die Kurve um 0,4 Volt
zu verschieben ist, und daß daher der Abfall schon
Verzögerung beginnt und die Kurve bei 1,9 Volt die X-

An A reflektiertes Licht kann hier keinen stören
ausüben, weil die Platte B, an der dasselbe Elektron
würde, gegen die Umgebung positiv geladen ist, di
also keine Elektronen abgibt. Die Kurve II ist eben
Teil II der Tab. 2 vor dem Beginn des durch Li
bedingten negativen Effektes abgebrochen, da hier ohn

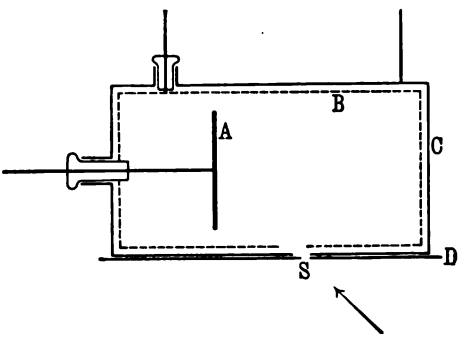
Sehr deutlich war bei diesen Versuchen der
Vakuums zu bemerken. Trotzdem das Rohr gutes Rön
vor Beginn der Kühlung mit flüssiger Luft zeigte,
Falle, daß ohne Feld zwischen C und B gearbeitet w
erst stundenlang gekühlt werden, ehe bei 0 Volt zwis
C sich der Effekt in seiner zu diesem Potential
Größe zeigte.

folgt daraus, daß die Reichweite dieser langsamen Elek-
erst bei einem sehr guten Vakuum die Größe von 6 cm
t, einem Vakuum, das natürlich viel besser sein muß als
ge, bei dem man keine Stoßionisation mehr erhält. Man
sich dies so vorstellen, daß für langsame Elektronen
irkungssphäre der Elektronen viel größer ist als für
e[1]).

ist allerdings auch möglich, daß nicht der Gesamtdruck
sein muß, sondern daß für die große Reichweite nur das
eines bestimmten Gases notwendig ist.

gen die Gültigkeit der oben beschriebenen Versuche könnte
inwenden, daß über die Größe des Streufeldes und die
h bedingte Verschiebung der Kurve keine ganz genauen
en möglich sind und daß deshalb der Beweis dafür noch
rbracht ist, daß tatsächlich keine Geschwindigkeiten unter
lt bei Platin vorkommen. Allerdings können diese Fehler
Tatsache des Nichtvorhandenseins einer Oberflächenkraft
ändern. Bekannt-
hloß man auf das
ndensein einer sol-
Kraft einmal aus
ei 0 Volt sich zei-
Knick der Sätti-
urven und ferner
r erst bei hohen
eunigenden Kräften
enden Sättigung.
Tatsachen sind bei
hier vorliegenden

Fig. 7.



hen nicht vorhanden und treten auch bei einer Parallel-
iebung der Kurve nicht auf. Es ergibt sich also, daß
onen, die einmal die Platte verlassen haben, ohne Feld
wieder zu ihr zurückkehren.

m nun von dem Fehler, der eventuell durch das Streufeld
sere Versuche hineinkommt, gänzlich frei zu sein, haben
n anderes Mittel, die Reflexion zu verhindern, versucht.

P. Lenard, l. c.

O. v. BAEYER hat nämlich bei der Untersuchung d gefunden, daß eine Anordnung, bestehend aus ei Platte mit dicht davor stehendem ebenfalls berußte fast keine Elektronen reflektiert. Um nun außerde störenden Einflüssen frei zu sein, wurde die folgende Ve nung, die Fig. 7 wiedergibt, gewählt. In einen bis auf förmige 4 mm breite und 15 mm hohe Öffnung vo schlossenen Kasten C von $8 \times 4 \times 4$ cm war di Elektrode A isoliert eingeführt. Letztere wurde zur von Lichtreflexion geschwärzt. In dem Messingka diesem durch Bernsteinstückchen von 3 mm Dicke ein zweiter, ebenfalls mit einem Schlitz versehener K feinem Drahtnetz, und dieser war ebenso wie die In C mit Lampenruß geschwärzt. Das Glimmerdia schützte den Kasten C vor Bestrahlung. Die ganze wurde in das auch in der vorigen Anordnung benut (siehe Fig. 4) derart eingesetzt, daß die Platte A Quarzplatte G und die Glimmerdiaphragmen bestr konnte. Bezüglich der Meßanordnung sei gesagt, d metallisch miteinander verbunden wurden [1]), im übri Erzeugung und Messung des beschleunigenden bzw. Potentials V zwischen C und B einerseits und A dieselbe Anordnung gewählt war wie im ersten Versu Die Elektrode A lag an der Meßanordnung.

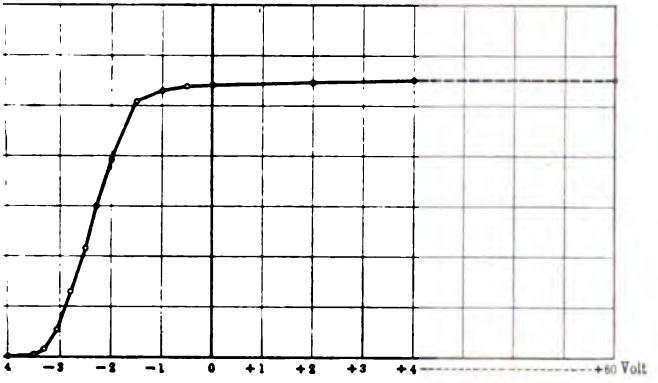
Tabelle 3.

V	α	V	α	V
+ 60	55,3	— 1,0	52,7	— 2,8
+ 4	55,1	— 1,5	50,6	— 3,05
+ 2	54,6	— 2,0	38,8	— 3,3
± 0	53,8	— 2,27	30,0	— 3,5
— 0,5	53,6	— 2,5	21,4	— 4,0

[1]) Der Drahtkäfig C war von dem Messingkasten B de um eventuell auch die Möglichkeit zu haben, zwischen beiden Potential herstellen zu können. Ein solches Hilfsfeld ve Reflexion in nicht wesentlich höherem Maße als die benutz ohne Feld.

Resultate für unzerlegtes Licht sind in Tab. 3 zusammen-
nd in Fig. 8 graphisch wiedergegeben. Die Bezeichnung
ɔe wie in Tab. 1. Auch hier sind die Abszissen die Poten-
ı Ordinaten die dazu gehörigen Elektrometerausschläge.
ltate beziehen sich auf Elektronen, die an Ruß durch
ischen den Wellenlängen $\lambda = 260\,\mu\mu$ und $\lambda = 200\,\mu\mu$
ıugt sind. Man sieht, daß Geschwindigkeiten kleiner als
in sehr geringem Maße vorkommen und daß die Haupt-
er Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen 1,5 und
lie Platte A verlassen. Daß die Geschwindigkeitsgrenzen
en Potentialen liegen als die früher für Platin gefundenen,
ler Übereinstimmung mit der von dem einen von uns

Fig. 8.



ɔchenen und für Platin, Kupfer und Zink bestätigten
ng[1]), daß bei ein und derselben Wellenlänge einem
ısitiveren Körper ein kleinerer Wert der Anfangs-
digkeit zukommt. Daß die Sättigungskurve der Fig. 8
gut ist wie die der Fig. 6, hat vor allem in der unge-
ɔchwierigkeit seinen Grund, das notwendige Vakuum zu
ı. Bei diesen Versuchen kommt es in noch viel weit-
ʻem Maße auf die Güte des Vakuums an, als bei den
ɔn mit Hilfsfeld. Denn dieses saugt gleichsam die stecken-
en Elektronen an, wirkt also gerade so, wie eine Ver-
g des Vakuums. Erst nach vielstündigem Kühlen der

c.

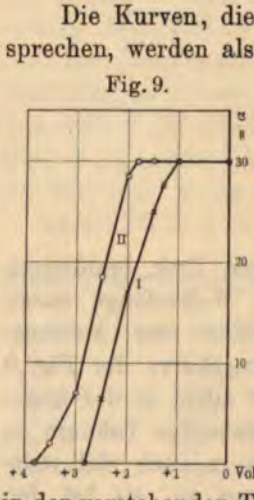
Kohle mit flüssiger Luft wurden die vorliegend
(s. Fig. 8) erhalten. Es ist übrigens auch mögli
schräg aus der Platte A austretenden Elektronen n
Geschwindigkeit besitzen.

Tabelle 4.

$\lambda = 248\ \mu\mu$			$\lambda =$
V	α beobachtet	α reduziert [1])	V
0	42	30	0
+1	42	30	+1
+1,3	38,7	27,6	+1,5
+1,5	35,1	25	+1,8
+2,0	23,7	16,9	+2,0
+2,5	9	6,42	+2,5
+2,8	0	0	+3,0
—	—	—	+3,5
—	—	—	+3,8

Die Kurven, die der wahren Geschwindigkeitsv
sprechen, werden also noch extremer sein, d. h. der
keitsbereich der durch Licht
Wellenlängen $\lambda = 260$ und
an Ruß ausgelösten Elektro
kleiner als der hier gefunde

Fig. 9.



Wir haben nun weiter v
Kurven für spektral zerlegt
zunehmen. Da die Energie,
die verschiedenen Diaphragn
auf die Platte A werfen ko
wie die Größe des lichtelektris
an Ruß recht gering war,
mit sehr breitem Spalt am
arbeiten müssen und infolged
in der vorstehenden Tab. 4 [2]) und den Kurven der Fig.
Resultate bei zwei Wellenlängengebieten angestellt, w
sind, daß sie nicht nur zusammenstoßen, sondern s

[1]) Reduziert auf dieselbe Maximalenergie wie bei $\lambda =$
[2]) Die Vorzeichen entsprechen der Tab. 2, vgl. Anm. 1,

ifen. Daher ist der Abfall in den beiden Kurven, von
etwa bei der Wellenlänge 240, II bei 210 $\mu\mu$ aufgenommen,
so steil, wie er sein würde, falls homogenere Strahlen
worden wären. Aber auf jeden Fall folgt auch aus
urven, daß den beiden wirkenden Wellenlängenbereichen
chwindigkeitsbereiche entsprechen, und es läßt sich wohl
erheit annehmen, daß jeder wirkenden Wellenlänge eine
Geschwindigkeit bzw. ein kleiner Geschwindigkeitsbereich
t, der etwa nach dem MAXWELLschen Verteilungsgesetz
eine Hauptgeschwindigkeit verteilt.

lichtelektrische Effekt ist also ein reines Resonanz-
n; durch Licht bestimmter Periode werden die Elek-
ım Mitschwingen angeregt, deren Eigenperiode mit der
des erregenden Lichtes übereinstimmt; diese Elektronen
dann die bestrahlte Metallplatte mit einer Geschwindig-
che in einer einfachen Beziehung zu ihrer Schwingungs-
ıt. Je größer die letztere, desto größer auch die Ge-
gkeit.

lin, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1908.

AEF.

Ausschufs für Einheiten und Formel

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgröß
nachfolgenden drei Entwürfe: I. Begriffsbestimmung
Potentialdifferenz, Elektromotorische Kraft, Spannun
differenz; II. Leitfähigkeit und Leitwert; III. Der We
nischen Wärmeäquivalents gemäß § 4, Abs. 3 sein
(diese Verh. 9, 95, 1907) zur Beratung, und lädt
Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis
1909 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch
der beteiligten Vereine sich zu den Entwürfen äuße

Berlin, Juni 1908.

I. Begriffsbestimmung für Potential, Poten Elektromotorische Kraft, Spannung, Spannun

Definitionen und Leitsätze.

(Die gewählten Formelzeichen sind nur vorläufig ein

1. Zwischen den Punkten A und B besteht eine Spannung P_{AB}, wenn die Arbeit $\varepsilon . P_{AB}$ aufgew muß, um die Elektrizitätsmenge ε von B nach A z

Die elektrische Spannung P_{AB} ist demnach i werte und ihrem Vorzeichen nach gleich der Ar gewendet werden muß, um die positive Einheit der menge von B nach A zu schaffen.

Ist die Größe dieser Arbeit von dem Wege zwi B abhängig, so ist der Weg anzugeben.

Die Spannung bezieht sich immer auf zwei Pu

2. Ist die Arbeit, die aufgewendet werden muß, tive Einheit der Elektrizitätsmenge von dem Punkt Punkte A zu schaffen, ihrer Größe nach von dem W A und B unabhängig, so bezeichnet man die Spann Potentialdifferenz $\triangle_{AB}$ zwischen A und B.

3. Der Minuend der Potentialdifferenz ist da von A, der Subtrahend das Potential von B. Das Erde wird in der Regel gleich Null gesetzt. Demn

ential V eines Punktes schlechthin seine Potential-
gegen die Erde zu verstehen.
st aber zu beachten, daß das Potential in mehrfach zu-
ıängenden Räumen oft vielwertig ist und daß in Wirbel-
ıberhaupt kein Potential besteht.

Potential bezieht sich immer auf einen Punkt, die
differenz auf zwei Punkte.

Jnter der Spannungsdifferenz $P_1—P_2$ ist die Diffe-
ıier Spannungen zu verstehen. Sie bezieht sich immer
Punkte.

Jnter Elektromotorischer Kraft (EMK) versteht man
ıkeit eines Systems (einer Elektrizitätsquelle), Spannungen
gen. Die EMK wird gemessen durch die Spannung
den Enden der offenen Elektrizitätsquelle.

rn es sich um die in einem geschlossenen Kreise
rte EMK handelt, denke man sich den Kreis auf-
en und die Spannung längs der unendlich kurzen Ver-
linie zwischen den Enden gemessen.

---

diesen Definitionen ist angenommen, daß das ursprüng-
ıandene elektrische Feld durch die hinzugedachte positive
ler Elektrizitätsmenge nicht verändert wird.

rläuterungen von H. Görges und H. Rubens.

ı Größe, die in der Technik meistens „Spannung“ oder
ngsdifferenz“, mitunter auch „Potential“ genannt wird,
r Praxis vollkommen unentbehrlich, da man es in den
ıngen des elektrischen Stromes fast stets nur mit Teilen
ımkreises, nicht mit dem ganzen in sich geschlossenen
u tun hat. Wäre dies der Fall, so könnte man mit der
ıskommen. Was gewünscht wird, ist die Anwendbarkeit
ıschen Gesetzes auf einen einzelnen Stromzweig in der

$$J = \frac{P}{W} \quad \text{oder} \quad J = \frac{P - E}{W},$$

die Spannung zwischen den Enden nach Definition 1,
elektromotorische Gegenkraft, W den Widerstand des
eiges bedeutet.

Die Spannungsdifferenzen spielen besonders in
den Leitungsnetzen eine Rolle. Es ist daher er
Bezeichnungen „Spannung“ und „Spannungsdifferenz
einander zu halten.

Ohne den Potentialbegriff kann man in der
nicht auskommen, wenn man nicht auf Bequemlichk
will. Die Wissenschaft kann ihn nicht entbehren.

Das Potential aus der Potentialdifferenz herzul
lich ein erheblicher Schönheitsfehler. In Wirklich
die Potentialdifferenz der einfachere Begriff, aus de
willkürliche Festlegung des Nullpotentials der P
gewonnen wird.

Das Potential ist in mehrfach zusammenhänge
vieldeutig, bleibt aber auch in diesen Fällen eine wic
größe [1]). In Wirbelfeldern dagegen existiert kein P
aber herrscht auch dort im allgemeinen zwischen
eine von dem Wege abhängige Spannung, deren We
Linienintegral der elektrischen Kraft längs dieses W

Man könnte bei Potentialdifferenzen auch an z
renzen denken, doch ist dies nicht üblich. Die
schränkt sich auf örtliche Differenzen. Es ist dahe
liche Potentialdifferenzen als solche zu bezeichnen.

Die für die EMK gewählte Definition geht von
der Elektrostatik aus, daß auf einem Leiter übe
Potential herrschen muß, wenn nicht eine EMK v

Bei einem ruhenden Leiter ist die induzierte
dem Gesetz:

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} 10^{-8} \text{ Volt},$$

worin Φ der vom Leiter umschlossene magnetische
fluß ist, nur für eine in sich geschlossene Schle
Man kann aber annehmen, daß ein Schnitt den We
nicht ändert und kann sie dann ebenfalls durch
zwischen den Enden des offenen Kreises messen. Hi
der Begriff der induzierten EMK ohne Zwang auf e
Stromkreises beschränkt, eine Beschränkung, die

[1]) Zum Beispiel ist auch in diesem Falle die elektris
gleich der negativen Derivierten des Potentials nach der betreff

g vorgenommen wird. Denn ohne eine solche Beschränre es nicht statthaft, von der EMK der Wickelung einer e oder eines Transformators zu sprechen, die durch einen n vielleicht vielen Kilometern geschlossen oder auch gar schlossen ist.

Formelzeichen erforderlich waren, sind solche vorbehalterer Änderung vorläufig eingesetzt worden.

II. Leitfähigkeit und Leitwert.

Reziproke des Widerstandes heißt Leitwert, seine Einpraktischen elektromagnetischen Maßsystem Siemens; bol für diese Einheit ist *S*.

Reziproke des spezifischen Widerstandes heißt Leitit oder spezifischer Leitwert.

läuterungen von J. Teichmüller und M. Wien.

der Begriff des elektrischen Widerstandes (und des hen elektrischen Widerstandes) uns im allgemeinen so äufiger ist als der des elektrischen Leitwertes (und des hen elektrischen Leitwertes), kann im wesentlichen nur h erklärt werden, denn weder verdient vom wissenschaftstandpunkte aus der eine der beiden Begriffe den Vorzug, nn man allgemein behaupten, daß der eine oder der anschaulicher oder bei den Rechnungen bequemer wäre. ist eben so bequem, das Ohmsche Gesetz in der Form W, wie in der Form $E.F = J$ auszudrücken. Gewisse gen lassen sich bequemer mit Widerständen, andere bemit Leitwerten ausführen. Als einfachste typische Beiögen die Sätze dienen, daß Widerstände in Reihenschaltung rch einfache Adition zusammensetzen und andererseits bei schaltung Leitwerte einfach zu addieren sind, um den leitwert einer Kombination zu ergeben. Der Vorteil, in m Falle mit Leitwerten zu rechnen, springt wohl am deut in die Augen, wenn die Aufgabe gegeben ist, den Meßeines Strommessers durch eine Nebenschließung auf ein ntes Maß zu erhöhen; die noch weit verbreitete Gewohnierbei mit Widerständen zu rechnen, ist ebenso verkehrt, n man bei der verwandten Aufgabe, den Meßbereich eines

Spannungsmessers durch Vorschaltung zu vergröße
werten rechnen wollte. Bei den verwickelteren Be
Wechselstromkreisen kann der Vorteil einer stre
scheidung beider Rechnungsarten in bestimmten Fäll
empfunden werden.

In bezug auf die Anschaulichkeit würde ma
lich dem Leitwert den Vorzug zuerkennen, wenn di
uns nicht auf den anderen Weg geführt hätte, de
eines leitenden Körpers, zum mindesten im techn
liegt in seinem spezifischen Leitwert und nicht in
hiervon. Als Beweis hierfür dürfte die Tatsache z
sein, daß in der Technik und im Handel die Güte ei
kupfers heute noch, trotz der historischen Gewöhnu
des spezifischen Widerstandes, nach dem spezifisc
beurteilt wird.

Für den reziproken Begriff des Widerstandes w
Name Leitfähigkeit, für den des spezifischen
der Name spezifische Leitfähigkeit üblich,
vielfach unter Leitfähigkeit schlechthin die spezifisc
keit verstanden. Hier liegt sogar schon eine von
wenig beachtete förmliche Vereinbarung vor; die Deu
gesellschaft für angewandte Physikalische Chemie
1897 beschlossen, mit „Leitfähigkeit“ das Reziprok
schen Widerstandes zu benennen. Es kommt daher
mehr in Frage, dem Namen Leitfähigkeit den Begri
schen etwa wieder nehmen zu wollen, um so weniger
Spezifische nach etymologischer Deutung schon zuko
Es muß vielmehr ein neuer Name gefunden werden
in diesen Erläuterungen schon benutzte Name „Lei
geschlagen.

Einen anerkannten Namen für die Einheit
wertes hat es bisher nicht gegeben. Diese Namen
abgesehen davon, daß sie eine unklare Ausdrucksweis
den Nachteil, daß die Benutzung des Leitwertes al
größe gehemmt wird. Seit sich dies mehr und
gemacht hat, hat sich auch ein Name dafür allmähli
der von Lord Kelvin vorgeschlagene Name Mho.
Namen haben sich seinerzeit von deutscher Seite gr

Der deutsche Widerspruch wurde mit vollem Recht
egründet, daß man den Namen eines deutschen Forschers
verstümmeln lassen wollte. Da das Mho sich trotzdem
eingebürgert hat, so handelt es sich jetzt nicht mehr
b überhaupt ein Name eingeführt werden soll, sondern
einen Namen, gegen den wir Deutsche Einspruch erhoben
vieder beseitigen. Eine einfache Ablehnung von unserer
nügt nicht, wir müssen, um den uns mißliebigen Namen
ingen, einen anderen vorschlagen und ihm Anerkennung
naffen suchen. Es fragt sich, ob der Name Siemens
ist.

könnte hier das Bedenken erhoben werden, daß eine Ver-
ng mit der Siemenseinheit möglich wäre. Dieses
n kann aber nicht als stichhaltig anerkannt werden;
erseits ist „Siemens“ von „Siemenseinheit“ zu verschieden,
eits liegt der Gebrauch der Siemenseinheit zeitlich zu weit
als daß Kollisionen zu befürchten wären. Ein anderes
n könnte das sein, daß man den Namen „Siemens“ für
leutungsvollere Einheit aufsparen möchte. Dieses Be-
kann jedenfalls der nicht teilen, der von der Wichtigkeit
ktischen Brauchbarkeit des Leitwertes durchdrungen ist;
ser Begriff als gleich wichtig mit dem des Widerstandes
nt, so steht der Name „Siemens“, in unmittelbarer Nach-
t des Namens „Ohm“, auch auf gleicher Höhe, was wohl
messen gelten wird und auch deshalb als wünschenswert
n werden kann, weil die Siemenseinheit dem Ohm hat
müssen. Schließlich entspricht es auch dem Interesse
schsprechenden Völker, nicht nur das Mho zu beseitigen,
einen deutschen Namen an seine Stelle zu setzen.

stverständlich muß dahin gestrebt werden, dem Namen
s“, wenn er von den im A E F. vertretenen Körper-
angenommen sein wird, internationale Anerkennung zu
fen.

dem Vorschlage ist nicht gesagt worden, ob der spezifische
auf 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt, oder auf 1 cm
nd 1 qcm Querschnitt bezogen werden soll. Das muß
nach richten, ob der spezifische Widerstand auf Quadrat-
er, Meter oder Quadratcentimeter, Centimeter bezogen wird

III. Der Wert des mechanischen Wärmeäqu

1. Der Arbeitswert der 15°-Kalorie ist:
   $4{,}189 \cdot 10^7$ Erg.
2. Der Arbeitswert der mittleren (0° bis 100°
   dem Arbeitswert der 15°-Kalorie als gleich
3. Der numerische Wert der Gaskonstante ist
   $R = 0{,}8316 \cdot 10^8$, wenn als Einheit de
   Erg gewählt wird;
   $R = 1{,}985$, wenn als Einheit der Arbeit
   kalorie gewählt wird
4. Die Konstante des JOULEschen Gesetzes is

Erläuterungen von KARL SCHEEL und R.

In einer ausführlichen kritischen Untersuchu
Wärmeeinheit gelangte vor nahezu einem Jahrzehnt
zu dem Resultat, man solle als praktische Wärmeein
Kalorie, d. h. diejenige Wärmemenge festsetzen, welch
von $14^1/_2$ auf $15^1/_2{}^0$ nach dem Wasserstoffthermome
Sein Vorschlag gründete sich auf die Tatsachen, d
peraturvariation der spezifischen Wärme des Wasser
von 15° am besten gekannt und außerdem nur klei
daß 15° der Zimmertemperatur sehr nahe liege, end
15°-Kalorie bereits von mehreren Seiten vorgeschlag
nutzt worden sei und darum am meisten auf allgeme
rechnen könne.

Die letzten Jahre haben dem Vorschlag WARBURG
weg zur Geltung verholfen. Die Aufgabe, die B
Wärmeeinheit zur Arbeitseinheit nach dem heutige
Wissenschaft zu fixieren, läßt sich also dahin pri
Verhältnis der 15°-Kalorie zur Arbeitseinheit fest
Durchführung dieser Aufgabe wird dadurch erleich
neueren Bestimmungen des mechanischen Wärmeäq
entweder bereits direkt auf diese Temperatur bezieh
sich leicht darauf reduzieren lassen.

---

[1]) E. WARBURG, Referat über die Wärmeeinheit, er
gemeinschaftlichen Sitzung der Sektionen für Physik und ang
matik und Physik am 22. September 1899 auf der Naturforscher
München, 19 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1900.

›n der 15°-Kalorie verdient auch die mittlere Kalorie, hundertste Teil derjenigen Wärmemenge, die 1 g Wasser ıf 100° erwärmt, einige Beachtung. Ihr idealer Vorteil larin, daß sie unabhängig von jeder Thermometrie ist die Kenntnis des Eis- und Siedepunktes des Wassers

Auch für diese Kalorie liegen einige einwandfreie ıngen des mechanischen Wärmeäquivalents vor. Es wird ıützlich sein, auch hierauf kurz einzugehen.

I. Arbeitswert der 15°-Kalorie.

großer Teil der Bestimmungen des Arbeitswertes der ie ist leider wertlos geworden, weil der thermometrische Untersuchungen den heutigen Forderungen nicht mehr t. Auch die sorgfältigen Versuche JOULES halten in chtung der Kritik nicht stand, obgleich mehrfach verrden ist, seine Temperaturangaben zu verbessern. Nur n Bestimmungen sind als einwandfrei zu erklären, welche eine wohldefinierte Temperaturskala beziehen, so daß rechnung auf die international als gültig angenommene offskala vorgenommen werden kann. Bei dieser Einng kommen für die Ableitung des wahrscheinlichsten les mechanischen Wärmeäquivalents nur noch die Unter- n von ROWLAND, MICULESCU, GRIFFITHS, SCHUSTER und und BARNES in Frage, deren Resultate im folgenden geben werden sollen.

WLAND[1])	BARTOLI und STRACCIATI[2])	LÜDIN[3])	BARNES[4])	GRIFFITHS[5])	Mittel
1,0019	1,0017	1,0010	1,0020	1,0014	1,0016
1	1	1	1	1	1
0,9986	0,9994	0,9994	0,9987	0,9987	0,9990

ENRY A. ROWLAND, Proc. Amer. Acad. (N. S.) 7, 75—200, 1880; net von CHARLES W. WAIDNER und FRANCIS MALLORY, Phys. 93—236, 1899.

. BARTOLI und E. STRACCIATI, Cim. (3) 34, 64—67, 1893.

. LÜDIN, Mitt. Naturw. Ges. Winterthur, Heft 2, S.-A. 13 S., 1900.

OWARD TURNER BARNES, Phil. Trans. (A) 199, 149—263, 1900.

. H. GRIFFITHS, Phil. Trans. (A) 184, 361—504, 1893. Proc. Roy. 23—26, 1893. Phil. Mag. (5) 40, 431—454, 1895.

Soweit die Resultate der genannten Experimen
nicht schon auf 15° und auf die Wasserstoffskala b
dürfen sie kleiner Reduktionen, die vorweg erörtert we

Die spezifische Wärme des Wassers variiert, wie
hervorgehoben, in der Nähe von 15° nur sehr wen
sichtigen wir auch hier nur solche Bestimmungen,
wohldefinierte Temperaturskala zugrunde liegt, so
bezogen auf 15° als Einheit, vorstehende Werte (s. Ta

Die Werte stimmen für den vorliegenden Zwe
überein. Aus dem Mittel leitet man als Reduktions

von 11,5 auf 15° (MICULESCU)

$$\frac{1}{1{,}0011} = 0{,}9989,$$

von 19,1 auf 15° (SCHUSTER und GANNON)

$$\frac{1}{0{,}9992} = 1{,}0008.$$

Die Reduktion der Stickstoffskala auf die Wa
beträgt nach CHAPPUIS[1]):

bei 10° $t_H - t_N = -0{,}006°$,
„ 15° $-0{,}008°$,
„ 20° $-0{,}010°$.

Ein Grad der Wasserstoffskala ist also in der
um 0,0004° größer als ein Grad der Stickstoffskala.
gang von der Stickstoff- zur Wasserstoffskala ist somit
wert einer Kalorie mit 1,0004 zu multiplizieren. D
Luftthermometers ist innerhalb der hier in Frage
Grenzen der Stickstoffskala gleich zu erachten.

Wenden wir uns jetzt zu den einzelnen B
ergebnissen:

1. ROWLAND[2]). Die Werte ROWLANDS sind au
über mechanische Reibung von Wasser abgeleitet.
metrische Teil der Arbeit ist sorgfältig ausgeführt u
peraturangaben sind in einer „absoluten“ Skala
indessen entspricht die Berechnung der Temperatur

[1]) P. CHAPPUIS, Trav. et Mém. du Bureau international
Mesures 6, 119, 1888.

[2]) HENRY A. ROWLAND, Proc. Amer. Acad. (N. S.) 7, 75-

ltenden Grundsätzen. Hierauf hat schon PERNET[1]) hin-
en, der auch versuchte, die ROWLANDschen Beobachtungen
b zu korrigieren. Später haben WAIDNER und MALLORY[2])
ROWLAND benutzten Thermometer unter denselben Be-
n, wie sie ROWLAND verwendete, an die internationale
geschlossen und damit die ROWLANDschen Beobachtungen
eduzierbar gemacht. Sie leiten für die 15°-Kalorie den
87 . 10^7 Erg ab, gültig für die Stickstoffskala, woraus sich
ı obigen Ausführungen für die Wasserstoffskala der Wert
^{7} Erg berechnet. Die Reduktion der ROWLANDschen
neter auf die Wasserstoffskala durch DAY[3]) hatte kurz
n nahezu identischen Wert 4,188 . 10^7 Erg ergeben. Be-
tigt man, daß ROWLANDs Wert der 15°-Kalorie als $^1/_{10}$
memenge berechnet wurde, die nötig ist, um 1 g Wasser
auf 20° zu bringen, so sind beide Werte um $1^1/_2$ Ein-
ler letzten angegebenen Ziffer zu verkleinern. Man hat
hließlich als ROWLANDschen Wert der 15°-Kalorie

4,187 . 10^7 Erg

en.

MICULESCU[4]). Auch MICULESCU bestimmte den Arbeits-
· Kalorie mechanisch und zwar mit einer hohen Betriebs-
Das Kalorimeter wurde von einer solchen Menge Kühl-
umflossen, daß seine Temperatur konstant blieb. Der
ıturunterschied des ein- und austretenden Wassers wurde
in Thermoelement gemessen, das an ein TONNELOTsches
neter angeschlossen war. Die Beobachtungstemperaturen
vischen 10 und 13°, betrugen also im Mittel 11,5°. Bezogen
Lufttthermometer wird der Arbeitswert einer solchen Kalorie
57 . 10^7 Erg gefunden, woraus sich der Arbeitswert der
ɔrie in der Wasserstoffskala zu 4,1857 . 10^7 . 0,9989 . 1,0004

4,183 . 10^7 Erg

OHANN PERNET, Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich 41, 121—148, 1896.
HARLES W. WAIDNER u. FRANCIS MALLORY, Phys. Rev. 8, 193—236, 1899.
V. S. DAY, Phys. Rev. 6, 193—222, 1898; Phil. Mag. (5) 46, 1—29, 1898.
ONSTANTIN MICULESCU, Journ. de phys. (3) 1, 104—120, 1892. Ann.
ys. (6) 27, 202—238, 1892.

3. GRIFFITHS[1]). Die Messungen erfolgten nac
schen Methode dergestalt, daß die Potentialdiffere
Kalorimeter durchfließenden Heizstromes konstant
während des Stromdurchganges der Widerstand de
messen wurde. Der Wasserwert des Kalorimeters
Wahl verschiedener Mengen der Wasserfüllung elimin
suchsergebnisse sind mit der Darstellung der spezif
des Wassers zwischen den Temperaturgrenzen des
14 und 26° durch die Interpolationsformel $1 - 0{,}000$
vereinbar und liefern für das Wärmeäquivalent de
bezogen auf das Luftthermometer, den Wert 4,
Der Messung der EMK liegt als Einheit diejenige
Standard Clark-Elementes zugrunde, welche bei 15° g
angenommen wurde. Da aber nach den Messungen
hierfür 1,4329 zu setzen ist, so wird nach G
Arbeitswert der 15°-Kalorie, bezogen auf die W

$$4{,}1982 \cdot \left(\frac{1{,}4329}{1{,}4342}\right)^2 \cdot 1{,}0004, \text{ gleich}$$

$$4{,}192 \cdot 10^7 \text{ Erg.}$$

4. SCHUSTER und GANNON[3]). Die benutzte Met
falls die elektrische, und zwar wurde wieder die Pot
des Heizstromes konstant gehalten, während als zw
die Stärke des Stromes mit dem Silbervoltameter er
Als Endresultat wird der Arbeitswert der Kalorie
der Wasserstoffskala zu $4{,}1917 \cdot 10^7$ Erg angegeben.
ist aus dem gleichen Grunde wie derjenige von GR
der EMK des Clark-Elementes zu reduzieren, und
schließlich der Arbeitswert der 15°-Kalorie, gleich

$$4{,}1917 \cdot \frac{1{,}4329}{1{,}4342} \cdot 1{,}0008 \quad \text{oder} \quad 4{,}191 \cdot 10^7$$

5. (CALLENDAR-)BARNES[4]). Ein konstanter Was
durch eine von einem Vakuummantel umgebene Rö

[1]) E. H. GRIFFITHS, Phil. Trans. (A) **184**, 361—504, 1
Soc. **55**, 23—26, 1893. Phil. Mag. (5) **40**, 431—454, 1895.
[3]) Vgl. Phys. Rev. **8**, 234, 1899.
[3]) ARTHUR SCHUSTER und WILLIAM GANNON, Proc. Roy
1894; Phil. Trans. (A) **186**, 415—467, 1894.
[4]) HOWARD TURNER BARNES, Phil. Trans. (A) **199**, 149-
auch HUGH L. CALLENDAR, Phil. Trans. (A) **199**, 55—148, 19

nen konstanten elektrischen Strom erwärmt, der durch
ı der Achse der Röhre liegenden Draht fließt. Die
he Energie wurde aus der Potentialdifferenz an den
es Heizdrahtes und aus seinem Widerstand, die Wärme-
aus der Menge des durchfließenden Wassers und der
turdifferenz des zu- und abfließenden Wassers ermittelt.
ıltat ergab sich der Wert der 15°-Kalorie in der Skala
kstoffthermometers, bezogen auf die angenommene EMK
k-Elementes bei 15°, gleich 1,43325 V zu $4{,}1840 \cdot 10^7$ Erg.
hnet auf die elektrodynamometrisch gemessene EMK
k-Elementes bei 15° gleich 1,4334 V folgt daraus der
r 15°-Kalorie in der Wasserstoffskala gleich

$$4{,}1840 \cdot \left(\frac{1{,}4334}{1{,}43325}\right)^2 \cdot 10004$$

$186 \cdot 10^7$ Erg. Eine geringfügige, die Berechnung des
erlustes betreffende Korrektur von CALLENDAR erhöht
Wert noch um eine Einheit der letzten angegebenen
ıf

$$4{,}187 \cdot 10^7 \text{ Erg.}$$

stehen somit folgende fünf Werte der Arbeitsgröße der
rie zur Vergleichung:

ROWLAND	$4{,}187 \cdot 10^7$ Erg
MICULESCU	4,183 „
GRIFFITHS	4,192 „
SCHUSTER u. GANNON	4,191 „
(CALLENDAR-)BARNES	4,187 „

der Ableitung eines Schlußresultates ist zu berücksichtigen,
Wert von MICULESCU ganz auszuschließen ist, weil dieser
ıen Versuchen den Wärmeverlust nicht berücksichtigte
Länge seines Bremshebels mangelhaft definiert ist. Auch
rt von SCHUSTER und GANNON ist wegen der geringen
der Einzelversuche und nicht genügender Variation der
sbedingungen nicht mit vollem Gewicht zu bewerten.
ı gilt von GRIFFITHS wegen der Unsicherheit betreffend
nperatur des Heizdrahtes. Das größte Gewicht kommt
ılen von ROWLAND und (CALLENDAR-)BARNES zu. Alles in
rgibt sich somit als zurzeit wahrscheinlichster Wert der
größe der 15°-Kalorie

$$4{,}188 \cdot 10^7 \text{ Erg,}$$

ein Wert, der zufällig mit dem Mittel der fünf
tungen übereinstimmt. Sein wahrscheinlicher Fe
$\pm$ 0,002 . 10^7 Erg bewertet werden.

II. Arbeitswert der mittleren (0 bis 100°)-Ka

1. Reynolds und Moorby [1]). Ein Wasserstro
durch das Bremsdynamometer einer 100-pferdigen
und verläßt dasselbe mit der Temperatur 100°.
die mittlere Kalorie zu

4,183 . 10^7 Erg.

2. Barnes [2]). Die Versuche, über die schon
wurde, wurden nicht nur für die 15°-Kalorie, son
95° von 5 zu 5° angestellt. Der Mittelwert al
wird zu 4,1833 . 10^7 Erg angegeben. Unter Berück
Werten bei 0° und 100° berechnet sich hieraus d
der mittleren Kalorie gleich

4,186 . 10^7 Erg.

3. Dieterici [3]). Die einem Eiskalorimeter zu
trische Energie wurde aus Spannungsmessungen ab
der Annahme von 15,491 mg Hg als Eiskalori
welche Dieterici selbst direkt bestimmt hatte, wur
wert der mittleren Kalorie zu

4,192 . 10^7 Erg

gefunden.

Die drei Werte für die mittlere Kalorie stimm
miteinander überein. Ihr Mittelwert 4,187 . 10^7 Erg
scheinlicher Fehler vielleicht gleich $\pm$ 0,004 . 10
werden darf, ist dem angenommenen Wert der Ar
15°-Kalorie innerhalb des wahrscheinlichen Fehle
hältnisses gleich. Bis weitere Versuche vor
man deshalb den Arbeitswert der mittleren K
demjenigen der 15°-Kalorie anzusehen habe

[1]) Osborne Reynolds u. W. H. Moorby, Proc. Roy. Soc. 6
[2]) Howard Turner Barnes, Phil. Trans. (A) 199, 14
[3]) C. Dieterici, Ann. d. Phys. (4) 16, 593—620, 1905.

von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

rotechnik in Einzel-Darstellungen

Mitwirkung hervorragender Fachmänner herausgegeben von

Dr. Gustav Benischke

enen bisher:

Erstes Heft:

ıtzvorrichtungen der Starkstromtechnik gegen atmo-ırische Entladungen von Dr. **Gustav Benischke.** Mit 43 ldungen. Preis geh. *M* 1.20, geb. *M* 1.60.

ift für Elektrotechnik: . . . Wenn alle übrigen Hefte dieses Sammelwerkes die ngte und dennoch für den angestrebten Zweck vollständig hinreichende Darstellung igen Stoffes aufweisen, dann wird dasselbe zweifellos gesucht sein.

Zweites Heft:

allelbetrieb von Wechselstrommaschinen von Dr. **Gustav schke.** Mit 43 Abbild. Preis geh. *M* 1.20, geb. *M* 1.60.

e Industrie-Zeitung: . . . Neuartig ist auch das zweite Bändchen mit einer an Darstellung der eigentümlichen Verhältnisse, insbesondere der Störungen, die lbetrieb von Wechselstrommaschinen vorkommen. Das „Pendeln" und „Außer-olcher Maschinen war noch bis vor kursem eine Erscheinung, die den Elektro-ifters Überraschungen und swar höchst unangenehmer Art bereitete.

Drittes Heft:

ındgesetze der Wechselstromtechnik von Dr. **Gustav ischke.** Mit 113 Abbild. Preis geh. *M* 3.60, geb. *M* 4.20.

rift für Elektrotechnik: . . . Insbesondere ist die Art der Darstellung hervor-vom einfachsten Fall ausgeht, die physikalische Erscheinung eingehend erörtert, atische Behandlung aufs notwendigste beschränkt und mehr Wert auf das Ver-auf Berücksichtigung aller Nebenerscheinungen legt.

Viertes Heft:

ıbundierenden Ströme elektrischer Bahnen von Dr. **Carl halke.** Mit 34 Abbild. Preis geh. *M* 2.50, geb. *M* 3.—.

technische Zeitschrift: Das 4. Heft der rühmlichst bekannten Benischkeschen von Sonder-Abhandlungen aus der Elektrotechnik ragt weit über das Niveau Monographie heraus. Herr Dr. Michalke hat in diesem Buche auf Grund einer Beherrschung des gesamten Materials, das über die Erdströme elektrischer Bahnen gt, in knapper, überaus klarer Form eine Arbeit geschaffen, die als wertvollster für das Verständnis der Motive aller der verschiedenen sicherheitstechnischen Bahn-usw. gelten muß.

Fünftes Heft:

ynchronen Drehstrommotoren, ihre Wirkungsweise, ifung und Berechnung von Dr. **Gustav Benischke.** Mit arb. Taf. und 112 Abbild. Preis geh. *M* 5.50, geb. *M* 6.—.

ztechnische Zeitschrift: . . . Das Buch ist durchweg flüssig und leicht verständ-eben. . . . Der Studierende wird aus der eleganten Art, in der bald die Kraftfelder die Selbstinduktionskoeffizienten eingeführt werden, lernen, beide Methoden gleich-fassen.

Ausführliches Prospektheft kostenlos.

Sechstes Heft:

Die elektrischen Bogenlampen, deren Prinzip, und Anwendung von **J. Zeidler.** Mit 130 Abbil tafel. Preis geh. ℳ 5.50, geb. ℳ 6.—.

Elektrotechnik und Maschinenbau: . . . Das Werk wird seiner A recht und kann wärmstens empfohlen werden. Lob verdient auch die gu besondere die ungewöhnlich klaren und schönen Abbildungen.

Siebentes Heft:

Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven Dr. **Ernst Orlich.** Mit 71 Abbildungen. Preis geb. ℳ 4.—.

Elektrische Bahnen und Betriebe: Dieser neue Band der Benisch „Elektrotechnik in Einzeldarstellungen" stellt eine wichtige Bereicherung u Von welcher praktischen Bedeutung das hier behandelte Gebiet ist, wird recht einleuchtend, von dem erst jüngst in der Fachpresse berichtet wor um eine unerträgliche Lärmerscheinung, die an Bogenlampen beobachtet gewisses größeres Drehstromnetz angeschlossen waren. Als Ursache ergab nungskurve einen überaus unglücklichen Verlauf hatte, insofern, als durch des Generators Obertöne in der Welle enthalten waren, deren hoher Puls des Lichtbogens hervorrief. Um so verdienstvoller ist daher die vorliege Literatur nicht bloß sammelt und sichtet, sondern auch selbständig durch fasser durch eigene theoretische und experimentelle Arbeiten auf diesem G keiten kennt wie wenig andere.

Achtes Heft:

Lichtstrahlung und Beleuchtung von **Paul Högne** bildungen. Preis geh. ℳ 3.—, geb. ℳ 3.50.

Annalen der Elektrotechnik: Das Bändchen soll den Elektrotechni tierung und Ausführung von Beleuchtungsanlagen, insbesondere bei der W Bestimmung der Stärke der Bogenlampen, unterstützen. Der Verfasser hat nicht leichten Probleme in vorzüglicher Weise zu behandeln, weshalb welche mit Beleuchtungsprojekten zu tun haben, oder welche sich über die leuchtung in Betracht kommenden Momente unterrichten wollen, bestens

Neuntes Heft:

Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel Herbert Kyser. Mit 73 Abbild. u. 10 Tafeln. Prei geb. ℳ 6.—.

Deutsche Straßen- und Kleinbahn-Zeitung: Das vorliegende Werkchen is geschrieben und wird als erste Einführung in das weite Gebiet des elektr von manchem Nutzen sein, so vor allem das im zweiten Kapitel sehr klar b der Gleich- und Wechselstrommotoren von jenen Gesichtspunkten aus, die i im Bahnbetrieb bestimmen.

Zehntes Heft:

Die Isoliermittel d. Elektrotechnik von Ingenieur K Mit 60 Abb. u. einer Ausschlagtab. Preis geh. ℳ 5.5

Technische Rundschau: Eine Lücke in unserer deutschen Literatur w stehende Werk ausgefüllt, das den Gegenstand in erschöpfender Weise ziemlich umfangreichen Kapiteln behandelt Verfasser in übersichtlicher Weis an die Isoliermaterialien, deren Prüfung, Zusammensetzung der wichtigste Anwendung und Freileitungsisolatoren. Zahlreiche, gute Illustrationen ständnis des Textes.

Elftes Heft:

Die selbsttätige Regulierung der elektrischen Gen Oberingenieur Dr. ing. **Friedr. Natalis.** Mit 75 A Text und auf 4 Tafeln. Preis geh. ℳ 4.—, geb.

Ausführliches Prospektheft kost

)n Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Erdströme

ıtschen Reichstelegraphengebiet
usammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen.
sung und mit Unterstützung des Reichs-Postamts sowie mit
ıng der Königlich preussischen Akademie der Wissenschaften
rage des Erdstrom-Comités des Elektrotechnischen Vereins
bearbeitet und herausgegeben von
Dr. B. Weinstein,
Kaiserlicher Regierungsrath und Universitäts-Professor.
Atlas, enthaltend 19 lithographirte Tafeln. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ

g von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Thermodynamik
und
netik der Körper
von
ofessor Dr. B. Weinstein.

Band. Allgemeine Thermodynamik und Kinetik und
ıorie der idealen und wirklichen Gase und Dämpfe.
eingedruckten Abbildungen. gr. 8. (XVIII u. 484 Seiten.)
s geh. ℳ 12.—.

Band. Absolute Temperatur. — Die Flüssigkeiten.
)ie festen Körper. — Thermodynamische Statik und
ıetik. — Die (nicht verdünnten) Lösungen. (XVIII
586 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 16.—.

Band, 1. Halbband. Die verdünnten Lösungen. —
Dissociation. — Thermodynamik der Elektrizität
l des Magnetismus. (Erster Teil.) (XVI und 464 Sei-
) gr. 8. Preis geh. ℳ 12.—.

Band, 2. Halbband. Thermodynamik der Elektrizität
l des Magnetismus. (Zweiter Teil.) — Elektrochemie.
8. Preis geh. ℳ 24.—.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfo

Cöln a. Rh.

Neu!

Gaede-Pump

mit neuer Porzellantromm

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten v

(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 2

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ m

Während die Pumpe unter **hohem Va** steht, kann man durch Abreißen des S **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die T Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig o wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor trommeln den großen Vorzug, daß sie mit ä Substanzen gereinigt werden können, was bei trommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe ist nur direkt von uns zu bezi

Jahrg. 6 *Heft 15*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für Kosmische Physik

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. (Fehlen.)
2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.
I. Allgemeine Physik. S. 269. — II. Akustik. S. 271. — III. Physikalische Chemie. S. 271. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 273. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 277. — VI. Wärme. S. 280. — VII. Kosmische Physik. S. 282.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grim

Optisches Institut von **A. K**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAM**

Präzisions-Reißzeuge (Runds
Nickelstahl-Kompensations
Astronomische

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Gran

Illustrierte Preislisten

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braun

Wissenschaftliche Luftfa

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung d
fahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Bas*
Bezold, R. Börnstein, H. Gross, V. Kremser,
R. Süring herausgegeben von **Richard Assmann**
Berson. In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabell
graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern u
dungen. gr. 4°. Preis *M* 100.—; **herabgesetzter P**

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwi
Welt mit Spannung erwartete große Berichtswerk über die i
zehnt des 19. Jahrhunderts mit großen Mitteln neu aufgenommen
in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle **Meteorologen, F**
nomen, Geodäten usw., ja fast für die ganzen **Naturwissensch**
darin niedergelegten wertvollen Materials für die Physik
von der höchsten Bedeutung und kann als ein *„standard w*
werden, wie es bisher noch nicht existiert, sowohl was die Z
heit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode
der Ergebnisse anlangt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlung

Jahrg. 6 *Heft 16*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — **für reine Physik**

Richard Assmann — **für kosmische Physik**

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** Heinrich Erfle, Bemerkung zu der Arbeit von Herrn Fr. Schön: „Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen". (Eingegangen am 30. Juli 1908.) S. 591. — Erich Marx, Antwort auf die zweite Mitteilung der Herren Franck und Pohl, betreffend die Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. (Eingegangen am 2. August 1908.) S. 597. — M. Thiesen, Berichtigung zu dem Aufsatze: Die Zustandsgleichung der Metalle. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. (Eingegangen am 6. August 1908.) S. 604. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 291. — II. Akustik. S. 293. — III. Physikalische Chemie. S. 294. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 296. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 299. — VI. Wärme. S. 301. — VII. Kosmische Physik. S. 303.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grim

Optisches Institut von **A. K**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAM**

Max Kohl ❋ Chemni

Werkstätten für Präzisions-Mecha

liefert als Spezialität:

Komplette Einrichtungen f. physik
und chemische Laboratorien.

Physikalische und chemische A
und Gerätschaften.

Elektrotechnische Abteilung.

Notiz: Außer den in meinem Etablissement vorhandenen moder**Mechaniker-Werkstätten** habe ich auch eigene **Dampftisch**
Metall- und **Fein-Lackiererei, Klempnerei, Schlosserei,**
Teilmaschinen usw. in meiner Fabrik und bin deshalb in der kommenden Arbeiten durch mein eigenes Personal ausführen zu Herren Abnehmer haben dadurch Gewähr, zu mäßigen Preisen a Apparate zu erhalten, bei deren Konstruktion stets die neuesten der Wissenschaft gemachten Fortschritte Berücksichtigung finden 40 Beamte, 9600 qm Arbeitsfläche.

Einrichtungen kompl. Röntgenka
mit Funkeninduktoren aller Größen und für je art. (Die Kohl'schen Funkeninduktoren werden all preiswertesten und leistungsfähigsten anerkannt.)

Neu! Demonstrations-Apparat fü
photographie nach Prof. Dr. Arthur Ko

Neu! Experimentier-Schalttafeln fü
und größten Stromentnahmen aus dem Leitungsnet Zentralen. Man verlange Spezial-Prospekt.

Preislisten mit ausführlichen Beschreibungen, Referenzen u

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Bra

Leitfaden der Wetterk

Gemeinverständlich bearbeit

von **Dr. R. Börnstein,**

Professor an der Königl. landwirtschaftlichen Hochschule z

Zweite Auflage. Mit 61 Abb. u. 22 Taf. gr. 8. Preis geh. 6

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

10. Jahrg. 30. August 1908. Nr. 15/16.

Bemerkung zu der Arbeit von Herrn Fr. Schön[1]: *„Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen“;*

von Heinrich Erfle.

(Eingegangen am 30. Juli 1908.)

Durch einige Bemerkungen über die Schönsche Arbeit, die ich in meiner Arbeit „Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe[2])“ machte, sah sich Herr Schön zu einer Erwiderung veranlaßt[3]).

Ich habe in der zitierten Arbeit ganz kurz die Schönsche Arbeit erwähnt, hauptsächlich deshalb, um zu konstatieren, daß nach der Dispersionstheorie die Dielektrizitätskonstante einer Elektronengattung positiv sein muß, was mit den Messungen Schöns an den Dämpfen von Natrium und Rubidium übereinstimmt, dagegen nicht mit den von Schön im Anschluß an seine Messungen der Dispersionskurven von Lithium, Kalium, Thallium, Silber ausgeführten Berechnungen.

[1]) Diese Verh. 10, 434, 1908.
[2]) Diese Verh. 10, 35—53, 1908; vgl. dort die Bemerkungen über die Schönsche Arbeit S. 37 u. 38.
[3]) Diese Verh. 10, 434—445, 1908.

Die SCHÖNsche Methode besteht darin, aus de graphischer Aufnahme erhaltenen gekrümmten Sp Annahme eines Brechungsexponenten[1]) (nämlich n große Wellenlänge näherungsweise gleich 1) die B nenten im ganzen Spektrum zu bestimmen, bei „ valenten Prismenwinkel". An der Richtigkeit und der SCHÖNschen Methode habe ich nicht gezweifel teil, ich halte diese Methode für sehr brauchbar, be wenn bei den photographischen Aufnahmen zur g stimmung der Wellenlängen immer einige sch Spektrallinien in der Nähe des Anomaliengebietes ta photographiert werden[2]).

Wenn ich damals schrieb[3]), „SCHÖN hätte a stellung seiner Messungen nur Konstantensysteme a und positivem D_m, d. h. auch positivem m_λ zul so war diese Bemerkung doch eigentlich durch die SCHÖNS in seiner Dissertation veranlaßt. SCHÖN dort[4]): „Es ist aber eine gewisse Wahrscheinlichke daß sich in der Tat das Vorzeichen der Konstante Weise ergeben hat eben wegen dieser Messungsfeh infolge einer fehlerhaften Festlegung der Absorption ja wegen der gewöhnlichen Verbreiterung der Abs etwas unsicher ist." Dies stimmt nicht mit SCHÖNS in seiner Erwiderung[5]).

SCHÖN gibt in seiner Erwiderung[6]) an, meine daß er für Lithium auch eine Darstellung der Ku tiven Konstanten neben einer solchen mit negative gefunden hätte, wäre ein Irrtum. Ich will hier über die Lithiumaufnahme[7]) wiederholen: „Für L

---

[1]) Vgl. hierzu noch die Berichtigung von SCHÖN, die S. 443 u. 444.

[2]) Auch SCHÖN, ZS. f. wiss. Photogr. 5, 430, 1907, Vorschlag.

[3]) l. c. S. 38.

[4]) SCHÖN, ZS. f. wiss. Photogr. 5, 430 oben; hierbei nicht nur auf die Lithiumaufnahme.

[5]) l. c. S. 438 unten und 439 oben.

[6]) l. c. S. 438.

[7]) l. c. S. 37.

CHÖN, daß auch eine Darstellung seiner Messungen durch D_m möglich ist" usw. Diese meine Behauptung ist aber a Angaben SCHÖNS in dem Auszug aus seiner Disser- kein Irrtum; denn dort sagt SCHÖN im Anschluß an die n eventueller Fehlerquellen seiner Messungen: „Ist mir Lithiumaufnahme praktisch keine Möglichkeit gegeben, bestimmter Weise für die eine oder andere Formel zu len ..." und meint doch damit, daß seine Lithiumauf- owohl durch eine Formel mit negativem D_m als auch ne mit positivem D_m dargestellt werden kann[2]).

ießlich bemerkte ich noch in der zitierten Abhandlung[3]): HÖN negative m_h (d. h. auch D_m) findet, rührt offenbar er, daß bei seinen Messungen die Lage der brechenden s Dampfprismas unbekannt war." Hierbei war ich aller- ht ausführlich genug. Wie SCHÖN in seiner Erwiderung tig bemerkt[4]), braucht bei seinen Messungen die Lage henden Kante des Dampfprismas gar nicht bekannt zu r, und das war der mich leitende Gedanke: Wenn die brechenden Kante bekannt gewesen wäre, dann hätte n Lithium zwischen den zwei Möglichkeiten, ob D_m ler negativ ist, entschieden werden können. Denn wenn a negativ sind, dann wäre für $\lambda > \lambda_m$ $n < 1$, d. h. dieser Wellenlänge müßten nach der brechenden Kante n dünneren Teil des Prismas) hin abgelenkt werden! n dies bewiesen ist, dann ist auch das Auftreten der D_m bewiesen. Allerdings ist bekannt, u. a. durch die von R. W. WOOD, daß die Bestimmung der Lage der en Kante des äquivalenten Prismas nicht leicht ist und dann sehr schwierig, wenn die Metalle im Bogen selbst t werden.

it wären also die Punkte, die SCHÖN als Erwiderung auf merkungen gebracht hat, erledigt. Ich will noch hinzu- aß ich in der zitierten Abhandlung keine Einwände da-

---

. S. 429 oben.
wurde dabei allerdings auch die Lage von λ_m relativ zu der auf- en Kurve geändert.
. S. 37.
. S. 439 (auch in seiner Diss.).

gegen gemacht habe, daß man das Vorzeichen der
Dispersionskurve willkürlich wählen kann und
Dispersionskurve das Vorzeichen von D_m a
Es ist nämlich nach SCHÖN für positives D_m un
zu λ_m gelegene Wellenlängen λ_r und λ_v die der kl
länge λ_v entsprechende Ordinate y_v absolut genom
die zur größeren Wellenlänge λ_r gehörige Ordinate
tivem D_m ist es umgekehrt. Will man mittels die
das Vorzeichen von D_m erkennen, so müssen, wi
bemerkt, sowohl die $\lambda - \lambda_m$ als auch die Ordi
reichend genau bekannt sein. SCHÖN hat di
in seiner Dissertation[2]) bewiesen. Ich will hie
kürzeren Beweis dieses Kriteriums geben.

Es sei

$$n^2 - 1 = \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

wo D_m positiv, außerdem $(\lambda - \lambda_m)$ nicht zu klein

$$y = a(n - 1);$$

wird y positiv angenommen für $\lambda > \lambda_m$, dann mu
2) a positiv sein für positives D_m. Wenn

$$\lambda_r - \lambda_m = -(\lambda_v - \lambda_m)$$

dann ist

$$n_r^2 - 1 = \frac{D_m}{(\lambda_r - \lambda_m)(\lambda_r + \lambda_m)},$$

ähnlich $n_v^2 - 1$. Nur für kleine $(\lambda_r - \lambda_m)$ wir
dämpfen n beträchtlich von 1 verschieden sein,
Bedingung 3) ist dann[3]) näherungsweise

$$|n_r - 1|(n_r + 1) = |n_v - 1|(n_v +$$

Da aber nach 1) für positives D_m $n_r > 1$ und
nach 4) $|n_r - 1| < |n_v - 1|$, d. h. nach 2)

$$|y_r| < |y_v|.$$

---

[1]) ZS. f. wiss. Photogr. 5, 426 oben, 1907.
[2]) l. c. S. 80—82.
[3]) Vgl. hierzu die Tabelle in meiner Arbeit, l. c. S. 44,
dampf mit einem Absorptionsstreifen 589,00 und positiven
die Angaben für n^2 und n bei den Wellenlängen 588,95,
588,98 und 589,05, 589,04, 589,03, 589,02.

ich ist

$$|n_r^2 - 1| < |n_v^2 - 1|$$

n erst recht $|y_r| < |y_v|$.

ın

$$n^2 - 1 = -\frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2} \qquad 5)$$

nn ist $n_r < 1$, $n_v > 1$, a negativ und nach 4)

$|n_r - 1| > |n_v - 1|$, d. h. $|y_r| > |y_v|$.

komme nun zu den übrigen Bemerkungen SCHÖNS über lichkeit eines negativen D_m.

allem vergleicht SCHÖN seine Dispersionskurve des Silber- mit der von MINOR gefundenen des festen Silbers und labei die Meinung aus[1]), das Beispiel der von MINOR ge- ı Dispersionskurve beweise, daß sehr wohl Dispersions- von der allgemeinen Form möglich sind, wie eine negative te D_m sie ergeben muß. Dieser Vergleich ist aber nicht denn bei genauer Betrachtung erkennt man, daß die onskurve des festen Silbers[2]) von der des Silberdampfes :h wesentlich unterscheidet, wie ja auch die Absorption ilbers von der des Silberdampfes wesentlich verschieden olgedessen wird auch für festes Silber eine wesentlich Dispersionsformel zugrunde gelegt[3]), in der hauptsächlich gselektronen, aber auch noch isolierende (d. h. ge-) Elektronen berücksichtigt sind. Es ist ja möglich, daß, merkung von SCHÖN entsprechend, zur Darstellung der on von Metalldämpfen auch Leitungselektronen zu berück- ı sind. Doch erachte ich es für besser, wenn man bei impfen zunächst mit der einfacheren Darstellung der on durch gebundene Elektronen auszukommen sucht.

. die Formel $n^2 = 1 + \sum \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$ überhaupt in Zu- hang mit der Theorie gebracht werden, dann müssen die

---

gl. hierzu SCHÖN, ZS. f. wiss. Photogr. l. c. S. 421—425; diese Verh. 37 und 441.

. S. MINOR, Ann. d. Phys. (4) 10, 619, 1903 (Dispersion und Ab-

gl. P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 14, 937, 941, Formel (53), 1904; . P. DRUDE, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1906, S. 386, Formel (45).

Brechungsexponenten auf Vakuum bezogen sein; n
ist auch die Bezugnahme auf Luft zulässig[1]). We
gegen die Formel $n^2 = m^2 + \sum \frac{D_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$ auf M
die nicht auf Luft, sondern auf ein Medium bezo
optisch dichter als der Metalldampf ist, dann hat d
noch den Charakter einer Interpolationsformel, und
die Frage, ob D_m positiv oder negativ, von gering
Damit erübrigt sich ein genaues Eingehen auf die
SCHÖNS über die Dispersion eines Gemisches von
und Natriumdampf.

Jedenfalls also bedarf es noch einer genauen ex
Nachprüfung zur endgültigen Entscheidung der F
Konstanten D_m tatsächlich negativ werden können.

[1]) Vgl. auch SCHÖN, diese Verh. l. c. S. 441 unten und
Ausführungen SCHÖNS, S. 442 unten und 443 oben, bin ich
verstanden.

München, Physikalisches Institut der Techn
schule, den 28. Juli 1908.

Antwort auf die zweite Mitteilung[1]) *rren Franck und Pohl betreffend die Frage r Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen;*

von Erich Marx.

(Eingegangen am 2. August 1908.)

)ie Herren Franck und Pohl machen mir den Vorwurf, nicht in meinen früheren Publikationen besonders betont aß die negativen Elektrometerausschläge in meinem von einem schwachen Leuchten des Gases begleitet sind. ıber bereits in meiner ersten Mitteilung angegeben habe, negativen Ausschläge im Nullapparat von viel tausend- nergie der Röntgenstrahlen sind, so erschien es mir un- h, auf diese, lediglich die stärksten negativen Ausschläge de Erscheinung, die gar nicht der Messung dient, be- hinzuweisen. Denn wenn auch das Leuchten selbst nur egativen Ausschläge gebunden, also selbst durchaus polar st es für die Lage der Null, auf die es wesentlich an- doch völlig gleichgültig. Die hierfür, also für den wesentliche Polarität liegt nicht in dieser Begleiterschei- ndern in den Effekten, die bereits früher eingehend be- wurden. In dem Referat, das die Herren ihrer Mit- orausschicken, ist meine Darstellung dahin wiedergegeben, bhängig vom Elektrometerausschlag stets Leuchten des nträte. Das hätte nicht sein dürfen. — Sowohl inhalt- durch fetten Druck habe ich mit äußerstem Nachdruck daß eine leuchtende Entladung in meinem Apparat nie iven Elektrometerausschlägen eintritt. Hätten die Herren gabe erwähnt, so hätte jeder sofort gesehen, daß ihr ent keine „Wiederholung meines Experimentum crucis 2“ mit dem meinigen nichts gemein hat, als differenzierte ıeterausschläge. — Im Interesse der Sache liegt diese

[1]) iese Verh. S. 489.

Kontroverse gewiß nicht! Es wird durch unzut
stellung der Anschein erweckt, daß meine Vers
wiederholt worden sind und daß von Herren FRA
der Beweis erbracht ist, daß meine Bemühungen
wesen sind.

2. Für das Auftreten der selbständigen Entla
das Effektivpotential, sondern die maximale Pote
maßgebend. Durch ein Mißverstehen ihrer eigene
die für letztere Größe den Namen der ersten ein
die Herren in ihrer ersten Arbeit den quadratisch
einer Reihe gleichzeitig ablaufender gedämpfter W
haupteten, von dieser Größe hinge das Einsetzen de
ab. Sie maßen also eine Größe, die in keiner Bez
Größe steht, die für das maßgebend ist, was sie n
Im Verlaufe ihrer Beweisführung beziehen sie sic
Mal wieder auf diese Messungen, es wird aber an
versucht, die für die Spannung wirklich maßgebend
einen Spannungsmesser zu messen; hierbei wird
zogen, der wiederum in keinem Zusammenhange
messenen Erscheinung steht:

Die Herren zeigen, daß, wenn sie zwei Ent
parallel schalten und die Elektrode der einen Röhre
strahlen so bestrahlen, daß eine Entladung einse
auch im zweiten von den Strahlen nicht getroffen
leuchtende Entladung erfolgt. Ein solches Einsetze
nur möglich, wenn durch die plötzliche Entladung
Rohre das momentane Potential im zweiten pa
durch Schwingungen Werte erreicht, die das Entla
überschreiten. Weder am elektrostatischen Schutz
Konstellation der Drähte ist während des Wegzie
bleches irgend etwas geändert. Das betonen die He
lich. Es kann also das Potential nicht d
elektrische Schwingungen erhöht sein. Die
primären Rohr ist durch die Auslösung von Elektro
erklärlich. Im zweiten Rohre ist dies nicht möglic
Potential erhöht worden durch die von den Röntg
wirkte Entladung des primären Rohres. Die Auffa
mehrfach früher entwickelt habe, und meine Experi

von Schwingungen durch die Röntgenstrahlen erklären
ıgen sowohl die Auslösung, als das Auftreten von Schwin-
entialen, während die Herren jede Andeutung vermissen
ie durch Wegziehen des Bleibleches die Potentialerhöhung
kommt. Gegen den Einfluß der Phase entscheidet das
ent der Herren FRANCK und POHL an sich überhaupt
Vie die Herren aus diesem Versuche (1 bei den Herren)
„daß das Effektivpotential der für die Entladung maß-
geänderte Parameter sei, und den von Herrn MARK zu-
der Phase gezogenen Schluß für hinfällig halten", ist
er völlig unverständlich. Dieser Schluß steht in keinem
enhange mit dem Experiment.

Daß im Gegenteil gerade die Phase, also das Vorzeichen
:rahlten Platinelektrode, für den Eintritt der Entladung
:nd ist, ist inzwischen von mir getrennt gezeigt worden.
an Röntgenstrahlen durch ein geerdetes Aluminiumfenster
e Platinelektrode fallen läßt, so läßt sich jederzeit vor
Auditorium ohne Schwierigkeit mit Hilfe einer Hoch-
gsbatterie demonstrieren, daß bei negativ angetroffener
le das Entladungspotential durch die Bestrahlung um etwa
heruntergesetzt wird. Wird aber die Elektrode positiv
fen, so läßt sich jederzeit demonstrieren, daß niemals die
ng durch Röntgenstrahlen erleichtert wird, daß vielmehr
l der Bestrahlung unter bestimmten Bedingungen, die im
; erfüllt sind, ein höheres Potential (und zwar bis zu
.) an die Elektrode angelegt werden kann, als ohne Be-
ıg. Die leuchtende Entladung erfolgt im Gegensatz zur
ffenen negativen Elektrode alsdann erst, wenn man mit
Bleiblech die Strahlen abblendet. Ein Experiment, das
ı ersten Blick gewiß überraschend erscheinen muß! (Ber.
nigl. Sächs. Akad.; unter der Presse.)

Sämtliche Versuche, welche die Herren anstellen, wenn
:h bei positiven Elektrometerausschlägen leuchtende Ent-
erhalten, stehen in keinem Zusammenhang mit meinen
hsbedingungen. Denn leuchtende Entladung setzt bei mir
n, wenn die Elektrode negativ getroffen wird, und infolge-
das Elektrometer große negative Ausschläge zeigt. Das
ıussion ziehen des Himstedteffektes ist deshalb unzulässig,

denn es verlangt Leuchten bei beiden Ausschläg
gesehen davon, daß eine Potentialverteilung, wie sie
für Teslaschwingungen erwiesen ist, gar nicht für ei
die unter HERTZschen Wellen von 60 cm $\lambda/_2$ leucht
Centimeter Entfernung von der Elektrode auftreten
die Herren „diese HERTZsche Welle ebenfalls als Tes
bezeichnen", so müssen sie dieser willkürlichen Bez
durch gerecht werden, daß sie berücksichtigen, d
Wellen die positiven Ionen unverrückbar sind, daß a
Centimeter Entfernung im Gegensatz zu den langer
negative Elektronen abgefangen werden (vgl. zweite
Sowohl die Bezeichnung „Effektivpotential", wie
wähnte, geben hier zu schweren Mißverständnissen
denen die Herren selbst fortgesetzt anheimfallen.

5. Was nun die Wiederholung des Experimen
meiner Arbeit anlangt, so ist dazu folgendes zu ber

Der Versuch, daß auf beiden Seiten der Dra
Elektrometer verschiedene Ausschläge anzeigt, ist,
drücklich bereits hervorgehoben habe, nur dann für
der Phase entscheidend, wenn die Anordnung völlig
ist, und die Einstellung durch die HERTZsche Welle
Versuch 2c der Herren FRANCK und POHL zeigt ab
beiden Vorbedingungen bei ihnen nicht zutrafen.
arbeiten hier wieder nicht mit HERTZsch
sondern mit Teslaschwingungen. HIMSTEDT hat
gewiesen[1]), daß in diesem Falle die Potentialverteilu
Teslapol, nach der hier verwendeten Methode ge
zeichenwechsel auf beiden Seiten der Zuführungsd
Die Versuche 2a bis 2c sind sämtlich durch Auslösu
entladung mit Hilfe einer Röntgenröhre, die von
von einer Elektrode aus Röntgenstrahlen erzeugt, ve

Da man einen Teil meiner Versuche, und zwa
tativen (differenzierte Elektrometerausschläge), au
Himstedteffekt der Teslaentladung erhalten kann,
Herren, wenn sie meine Versuche wiederholen wolle
zeugen, daß die Teslaentladung vermieden ist. Si

[1]) HIMSTEDT, Wied. Ann. 68, 294, 1899.

ıe Welle unter Innehaltung der Bleikriterien auf den
nachweisen und darauf achten, daß die positiven
eterausschläge nicht von leuchtender Entladung begleitet
i meinem Apparat bedingt die Drehung der Röhre um
n Vorzeichenwechsel, wenn die Röntgenröhre nicht durch
ıng verdorben ist.

egen die Beweiskraft meines Experimentum crucis 1,
ılich bei feststehender Röhre sich die Wellenlänge des
unter Innehaltung der Bleikriterien durch Elektrometer-
ge erweisen läßt, und daß sie sich alsdann bei ver-
r Röhre in Hinsicht der Nullpunktsverschiebung gleich
ən Röhrenverschiebung ergibt, ist von den Herren FRANCK
IL kein Einwand formuliert worden. Selbst wenn sie
ntum crucis 2 aus, wie ausgeführt, unberechtigten Grün-
ıt anerkennen, so genügt dieses Experiment 1, um zu
, daß in meinem Apparat die angetroffene Phase die
ıeterausschläge bedingt.

egen die weitere Beweiskraft meiner definitiven Messungen,
en, daß unabhängig von der Verschiebung sich stets
ərschiebung gleich halber Brückenverschiebung ergibt,
die früheren Thermomessungen der Herren von neuem
ogen. Daß diesen Messungen eine Verwechselung des
ılichen Effektivpotentialbegriffs mit dem neu eingeführten
„Effektivpotential des Himstedteffekts“ zugrunde liegt,
rüher von mir gezeigt (S. 185). Hier ziehen also die
ron neuem für das Einsetzen der Gasentladung eine Größe
ıssion, die für dasselbe nicht maßgebend ist. Denn der
əssene Integralwert kann einen beliebig großen Wert
ohne daß eine Entladung einsetzt. Nochmals auf die
es „Zufalls“ hier einzugehen, dem die Herren wiederum
ı meinen definitiven Messungen das Wort reden, erscheint
h der ersten ausführlichen Antwort unnötig. Bevor sie
ie HERTZsche Welle und die Unveränderlichkeit der
; derselben in gewissen Bereichen des Druckes nachweisen
h.), haben sie noch nicht die Vorbedingung für die Ge-
igkeitsmessung erfüllt. Sie sind noch immer nicht an
ıkte, wo meine Arbeit erst einsetzte.

Zusammenfassung.

Die auf experimenteller Grundlage von den
die Beweiskraft meines Experimentum crucis 2 fo
wände sind nicht stichhaltig, weil sie die ausdrückli
Voraussetzungen (Symmetrie, HERZsche Wellen, p
röhre) nicht bei ihren Experimenten eingehalten habe
mit leuchtender Teslaentladung usw. arbeiteten.
mentum crucis 1, das unabhängig von Experimentu
Abhängigkeit von der Phase erweist, sind von den
Einwände erhoben. Gegen die definitiven Messung
neuem die früheren Thermomessungen der Herren i
sie beruhen auf einer Verwechselung des quadra
wertes mehrerer gedämpfter Wellenzüge mit den
ladung maßgebenden maximalen Potential. Eine
ist durch die fehlerhafte Bezeichnung „Effektivpot
gerufen. Ihr Experiment gegen die Wirksamkeit
behrt nach 2) jedes Kausalkonnexes mit dem aus d
gezogenen Schlusse.

Aus der bisherigen Diskussion scheint mir
daß unter bestimmten Umständen die von HIMST
Potentialverteilung um einen Teslapol, elektrometr
qualitativ ähnliche Abhängigkeiten zeigt, wie s
meiner (qualitativen) Experimente mit HERTZsche
treten. Daß dergleichen bei ganz verschiedenen
erscheinungen, deren Nachweis auf der gleichen ele
Nullmethode beruht, eintreten kann, wird nicht
zumal wir in beiden Fällen dynamische Gleichg
die von der Verteilung positiver und negativer Io
und alle hier in Betracht kommenden Gasentladungs
soweit die Frequenz nicht in Betracht kommt, notw
Verhalten in bezug auf Potential und Druck aufw
ist bei den Herren FRANCK und POHL, deren
leuchtender Teslaentladung beruhen, die Meinung h
daß sie unter den gleichen Versuchsbedingungen ar
bei meiner Arbeit vorlagen. Um dieser Täuschung
zufallen, ist notwendig, sich zu überzeugen, da
HERTZsche Welle auf den Brückendrähten, unter I

n, nachweisbar ist, und daß zweitens bei positiven
erausschlägen niemals leuchtende Entladung

sherigen Bemühungen der Herren FRANCK und POHL
kurz dahin kennzeichnen, daß, wenn man bei meiner
er Messung der Röntgenstrahlengeschwindigkeit aus-
robe Fehler der Anordnung macht, man auch jede ge-
größe der Messungsfehler erhalten kann. Das gleiche
kann man schließlich bei jeder Meßmethode anwenden.
ot die ausgezeichnete KOHLRAUSCH sche Nullmethode
große Kapazitäten falsche Widerstandsbestimmungen
em event. scharfe Einstellung der Null. Der Methode
ermag ein solches Verfahren nichts anzuhaben, wenn
wurde, wie die Fehler zu vermeiden sind. Wie dies zu
hat, habe ich ausführlich den Herren in der ersten
useinandergesetzt. Diese zweite Mitteilung der Herren
ad POHL enthält implicite ihre Widerlegung bereits in
sten ausführlichen Antwort. In bezug auf kein
nt der Herren, das bei positiven Ausschlägen
de Entladung ergibt und das nicht ein Arbeiten
zschen Wellen anstatt mit TESLA-Entladungen
, kann ich im Zusammenhang mit meiner Ge-
gkeitsmessung mich weiterhin in eine Dis-
einlassen.

zig, Physikalisches Institut, 30. Juli 1908.

Berichtigung zu dem Aufsatze: Die Zustandsgleichung der Metal

von M. Thiesen.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichs
(Eingegangen am 6. August 1908.)

Hr. GRÜNEISEN hatte bemerkt, daß bei den welche genügende Beobachtungen vorliegen, das Verhä der spezifischen Wärme und dem Ausdehnungskoeffiz unabhängig von der Temperatur ist. Ich hatte diesem Satze die Form der Temperaturfunktion für beiden Größen ableiten zu können [1]). Indessen ist e Ableitung gemachte Annahme, daß die durch Glei geführte Größe θ eine reine Temperaturfunktion sei, gestützt; diese Größe wird daher nur durch e Differentialgleichung beschränkt, welche an Stelle und die Form der Temperaturfunktion unbestimmt

Die von mir aufgestellten Beziehungen sind da eine Folge des GRÜNEISEN schen Erfahrungssatzes anzus müssen, wie es für Platin eingehender geschehen i der Erfahrung geprüft werden.

[1]) M. THIESEN, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 10, 409, 1908

von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

gesetzliche und technische Vorschriften

betreffend

ciumcarbid und Acetylen

Deutschland, Österreich und der Schweiz.

Mit Erläuterungen und mit Anweisungen

zur

üfung von Acetylenanlagen

von

Professor Dr. J. H. Vogel

in Berlin.

ir. 8°. Preis geh. 2.40 Mark, geb. 3.40 Mark.

or reichlich zehn Jahren die Acetylenbeleuchtung aufkam, wurden in urstaaten Verordnungen erlassen über die bei der Herstellung und ıg des Acetylens sowie bei der Lagerung des Calciumcarbides zu beob- Vorsichtsmaßregeln. Damals war man noch nicht hinreichend über chaften des Acetylens unterrichtet, so daß sich angesichts der außer- raschen Zunahme der Acetylenbeleuchtung mehr und mehr das Be- ıch einer gründlichen Umarbeitung der behördlichen Verordnungen lte. Dementsprechend sind letztere auf Grund der inzwischen gesammel- rungen neuerdings in Deutschland, Österreich und auch in einem Schweiz wesentlich abgeändert und erweitert worden.

der Deutsche Acetylenverein hat in den verflossenen beiden Jahren ınischen Vorschriften und Normen für Acetylenapparate und Carbid ıdlichen Umarbeitung unterzogen.

r vorliegenden Schrift sind diese neuen behördlichen und technischen Ver- ı und Vorschriften übersichtlich zusammengestellt und mit Erläuterungen Damit dürfte in erster Linie allen denjenigen gedient sein, welche sich Prüfung und Begutachtung von Acetylenanlagen zu befassen haben. ɛr werden daraus aber auch alle diejenigen, welche Acetylenapparate her- rtreiben oder installieren, die nötige Belehrung darüber schöpfen können, ınrichtungen sie zu treffen und welche Vorschriften sie zu befolgen ı in den verschiedenen Staaten allen Anforderungen gerecht zu werden. eßlich werden auch die Besitzer von Acetylenanlagen, namentlich die- ɔn größeren Orts- oder Blockzentralen, daraus ersehen können, welcher ınforderungen sind, deren Innehaltung bei der behördlichen Abnahme lenanlagen gefordert wird, so daß sie an der Hand dieser Schrift selbst ge sein werden, eine Kontrolle dahin auszuüben, ob die Pläne und Bau- ıgen der Unternehmer so gehalten sind, daß ein Einschreiten der Be- der irgend welche Unregelmäßigkeiten im Betriebe nicht zu erwarten In diesem Sinne sei namentlich die Schrift den Vorständen der zahl- kleineren Ortschaften empfohlen, für welche heute das Acetylenlicht iner Billigkeit und Einfachheit in erster Linie als zentrale Beleuchtungs- rage kommt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Brau

Die Erdströme

im Deutschen Reichstelegraphe

und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Ers

Auf Veranlassung und mit Unterstützung des Reichs-Posta
Unterstützung der Königlich preussischen Akademie der W
im Auftrage des Erdstrom-Comités des Elektrotechnische

bearbeitet und herausgegeben von

Dr. B. Weinstein,

Kaiserlicher Regierungsrath und Universitäts-Professor.

Mit einem Atlas, enthaltend 19 lithographirte Tafeln. gr. 8.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunsc

Thermodynamil

und

Kinetik der Kör

von

Professor Dr. B. Weinst

Erster Band. Allgemeine Thermodynamik und Kin
Theorie der idealen und wirklichen Gase und
Mit eingedruckten Abbildungen. gr. 8. (XVIII u. 4
Preis geh. ℳ 12.—.

Zweiter Band. Absolute Temperatur. — Die Flüss
— Die festen Körper. — Thermodynamische St
Kinetik. — Die (nicht verdünnten) Lösunge
und 586 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 16.—.

Dritter Band, 1. Halbband. Die verdünnten Lös
Die Dissociation. — Thermodynamik der El
und des Magnetismus. (Erster Teil.) (XVI un
ten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 12.—.

Dritter Band, 2. Halbband. Thermodynamik der El
und des Magnetismus. (Zweiter Teil.) — Elektr
gr. 8. Preis geh. ℳ 24.—.

Zu beziehen durch alle Buchhandlunge

g von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Leitfaden

der

›ysik und Chemie

mit Berücksichtigung der

lineralogie und der Lehre vom Menschen.

›beren Klassen von Bürgerschulen, höheren Töchterschulen
eren höheren Lehranstalten **in zwei Kursen** bearbeitet

von

H. Sattler,
Schulinspektor.

. bis 34. verbesserte und vermehrte Auflage.
it 291 eingedruckten Abbildungen und einer Tafel.

s geheftet 1.35 Mark, gebunden 1.50 Mark.

›rliegende Leitfaden ist für die oberen Klassen von Bürger-
ılen, höheren Töchterschulen und anderen höheren Lehr-
bestimmt. In methodischer Anordnung bietet er dem
ein Gesamtbild von dem in der Schule Gehörten und Ge-
dem Lehrer sichere Anhaltepunkte zur Erteilung eines
chen Unterrichts.
'orm der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es wird
›achtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das Gesetz
; und den Anwendungen Rechnung getragen.
estreute Fragen regen den Schüler zu weiterem Nachdenken
zahlreichen und guten Holzstiche werden die Klarheit und
t in der Auffassung der Erscheinungen und Gesetze zweifel-
r nachhaltigsten Weise unterstützen.
gegenwärtig vorliegende 31. Auflage des Buches entspricht
las Königreich Preußen festgesetzten hygienischen Anforde-
ı bezug auf Typengröße und Zeilendurchschuß und ist
st vielfach vervollständigt und verbessert, insbesondere ist
ndruck vollständig beseitigt. Leider mußte, da durch
'besserungen der Umfang des Buches ein größerer geworden
'reis desselben etwas erhöht werden; doch dürfte, wenn die
ɜ Ausstattung in Betracht gezogen wird, der Preis des Buches
›ch ein sehr mäßiger genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Brau

Dr. J. Fricks
Physikalische Tec

**oder Anleitung zu Experimentalvorträgen sowie
herstellung einfacher Demonstrationsappa**

Siebente vollkommen umgearbeitete u. stark verm

von

Dr. Otto Lehmann,

Professor der Physik an der technischen Hochschule in

In zwei Bänden.

Erster Band.

Mit 3908 Abbildungen und einem Bildnis des Verfass
Abteilungen. Lex.-Format. Preis geh. ℳ 40.—, ge

Zweiter Band — Erste Abteilung

Mit 1443 Abbildungen und drei Tafeln. Lex.-For
geh. ℳ 20.—, geb. ℳ 22.—.

Der physikalische Unterricht stellt an das technische Könne
tators sehr erhebliche Anforderungen. Während nun aber der In
Studienzeit eingehende Belehrung über alle Einzelheiten des von ihm
empfängt, ist die Ausbildung des Physikers, abgesehen von der
Laboratoriumsversuchen in kleinstem Maßstabe, eine rein theore
unzulängliche. Die Technik der Experimentalvorträge, namentlich
hörersahlen, ist eine wesentlich andere als die der Laboratoriumsve
nicht nur ähnlich der Tätigkeit des Ingenieurs, sondern sogar noc
es sich nicht um Aufstellung und Inbetriebsetzung fertig durchgebi
forderungen an Betriebssicherheit entsprechender Maschinen handelt,
unvollkommene, zuweilen in ihrer Handhabung geradezu gefährliche
Zum Teil beruhen diese Schwierigkeiten in der Natur der Sache,
Fortschritt der Wissenschaft, zum Teil aber in jenem althergebr
welches dem Physiker, weil er Philosoph nicht Techniker ist, zum
schriebenen, meist absolut unzulänglichen Mitteln zu arbeiten, währ
in der Lage ist, eine Kostenberechnung aufzustellen, wie sie den j
lichen Verhältnissen entspricht.

Im Hinblick auf diese Schwierigkeiten will das Buch dem
eine gewisse Erleichterung bieten einesteils durch Darlegung der e
nischen Einrichtungen und Werkzeuge, sowie ihrer Anwendung,
Zusammenstellung der meist gebräuchlichen physikalischen Appar
ihrer Bezugsquellen und Preise. Auch dem Fabrikanten von Ap
nützlich zu sein, insofern es auf Bedürfnisse des Unterrichts hinw
vorhandenen Konstruktionsformen noch nicht genügen, um so zu w
tung derselben und Ausarbeitung neuer Formen Anregung zu geben.

Auf solche Weise zur Förderung des physikalischen Unterr
war bereits das Streben von *Joseph Frick*, dessen Bildnis den erste
Der Herausgeber war bemüht, das Werk in gleichem Sinne weite
zweite Band, dessen erste Abteilung erschien, ist als Manuskript
Fortsetzung befindet sich im Druck, so daß der Schluß des Werke
1908 zu erwarten ist.

Zu beziehen durch alle Buchhandlunge

Jahrg. 6 *Heft 17*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** A. Wehnelt und F. Jentzsch, Über die bei der Elektronenemission glühender Körper auftretenden Temperaturänderungen. (Eingegangen am 17. August 1908.) S. 605. — G. Quincke, Flüssige Kristalle, Myelinformen und künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden. S. 615. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 309. — II. Akustik. S. 311. — III. Physikalische Chemie. S. 312. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 316. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 320. — VI. Wärme. S. 322. — VII. Kosmische Physik. S. 325.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Wissenschaftliche Luftfahrten.

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Baschin*, *W. von Bezold*, *R. Börnstein*, *H. Gross*, *V. Kremser*, *H. Stade* und *R. Süring* herausgegeben von **Richard Assmann** und **Arthur Berson.** In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabellen und Tafeln graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern und Textabbildungen. gr. 4°. Preis *M* 100.—; **herabgesetzter Preis M 60.—.**

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwissenschaftlichen Welt mit Spannung erwartete große Berichtswerk über die im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts mit großen Mitteln neu aufgenommenen Forschungen in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle **Meteorologen, Physiker, Astronomen, Geodäten usw.**, ja fast für die **ganzen Naturwissenschaften** wegen des darin niedergelegten wertvollen Materials für die Physik der Atmosphäre von der höchsten Bedeutung und kann als ein *„standard work“* bezeichnet werden, wie es bisher noch nicht existiert, sowohl was die Zahl und Sicherheit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode der Bearbeitung der Ergebnisse anlangt.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

10. Jahrg. 15. September 1908. Nr. 17.

Über die bei der Elektronenemission glühender Körper auftretenden Temperaturänderungen[1]*;*

von A. Wehnelt und F. Jentzsch.

(Eingegangen am 17. August 1908.)

Emittiert ein glühender Leiter Elektronen, so verliert er dabei eine gewisse Energie, die sich berechnet zu[2]):

$$U = N\left[\Phi + \frac{4\alpha}{3} T\right].$$

Dabei bedeuten N die Zahl der Elektronen, die in der Sekunde vom Quadratcentimeter der glühenden Oberfläche ausgehen, Φ die Arbeit, die ein einzelnes Elektron beim Durchsetzen der Oberfläche zu leisten hat, α die Energie, die es bei der Temperatur 1° enthält und T die absolute Temperatur. Führt man noch ein[3]): $J = N.e$ und[3]) $\Phi = e\delta\varphi$, wo J die Dichte des Sättigungsstromes, e das elektrische Elementarquantum

[1]) Ein Teil der zu den Versuchen benutzten Apparate wurde aus Mitteln der Jagorstiftung angeschafft, deren Kuratorium wir hiermit unseren verbindlichsten Dank aussprechen.

[2]) Felix Jentzsch, Dissertation. Berlin 1908. S. 42, Formel 17. — Statt R ist hier $\frac{2}{3}\alpha$ eingesetzt.

[3]) A. a. O. S. 5, Formel 1 und S. 7, Formel 4.

und $\delta\varphi$ der Potentialsprung an der Oberfläche des Leiters, so wird daraus:

$$U = J\left[\delta\varphi + \frac{4\alpha}{3e}\cdot T\right]. \qquad 1)$$

Wenn ein glühender Körper plötzlich in ein elektrisches Feld gebracht wird, das die Elektronen, die sich sonst in seiner nächsten Umgebung anhäufen, von ihm entfernt, muß man erwarten, daß er sich in obiger Energie U entsprechend abkühlt. — Erhitzt man z. B. einen Draht durch einen elektrischen Strom und hält seine Temperatur konstant, so muß der dazu erforderliche Strom i beim Anlegen des Feldes um den Betrag Δi wachsen, so daß, wenn w der Widerstand des Drahtes:

$$U = [i + \Delta i]^2 . w - i^2 w$$

oder unter Vernachlässigung des quadratischen Gliedes:

$$\Delta i = \frac{U}{2iw}. \qquad 2)$$

Bei Versuchen, diesen theoretisch geforderten Effekt experimentell nachzuweisen, fanden wir infolge besonderer, durch einen Zufall gerade vorhandener Druckverhältnisse im Rohr — glühender mit CaO bedeckter Pt-Draht innerhalb eines koaxialen Messingzylinders — zunächst die gerade entgegengesetzte Erscheinung. Bei Anlegen des Feldes erwärmte sich der Draht bzw. war zur Konstanterhaltung der Temperatur weniger Heizstrom als vorher erforderlich. Erst später konnten wir die verlangte Abkühlung wirklich nachweisen.

Diese Beobachtung kann auf zweierlei Art gedeutet werden.

a) Erstens wäre es möglich, daß die im Draht okkludierten Gase, die beim Glühen entweichen und dadurch ständig den Widerstand vermindern, so ionisiert sind, daß beim Anlegen eines die Elektronen vom Draht fortbewegenden elektrischen Feldes die Gasabgabe verhindert wird. Dann muß der gewöhnliche zeitliche Gang des Heizstromes eine einer Erwärmung entsprechende Veränderung erfahren. Andererseits müßte dann aber ein Feld, das die Elektronen zurückhält, eine vermehrte Gasabgabe und dadurch einen entgegengesetzten Gang des Heizstromes hervorrufen. Da wir letzteren nie beobachten konnten, so ist diese Erklärung zu verwerfen.

eitens kann man annehmen, daß die durch das Feld
ten Elektronen die Gasreste durch Stoß ionisieren
edessen positive Ionen, die nach Durchlaufen eines
les des Feldes eine gewisse kinetische Energie erlangt
f den Draht treffen und eine Erwärmung desselben
.

e Versuche, über die wir hier kurz berichten wollen,
ergeben, daß letztere Erklärung die richtige ist.
i den geringsten heute erreichbaren Drucken
bewegte Elektronen die Gasreste noch zu
n[1]), so daß wir es bei den sogenannten Sättigungs-
n an glühenden Elektroden nie mit der rein un-
en, sondern stets mit der gemischt unselbständigen
zu tun haben.

ung des Vorhandenseins von Stoßionisation aus der Form der Sättigungsstromkurven.

rmalform für die Spannungsstromkurven ($V.i$-Kurven)
len Elektroden gilt allgemein Kurve I der Fig. 1, in
ollständig horizontal verlaufende Strecke AB den
ustand und das Ansteigen hinter B den Eintritt der
ion darstellt. Man fand zwar vielfach, daß der wirk-
uf vielmehr durch die Kurve II der Fig. 1 dargestellt
ärte aber trotzdem die Kurve für „praktisch ge-

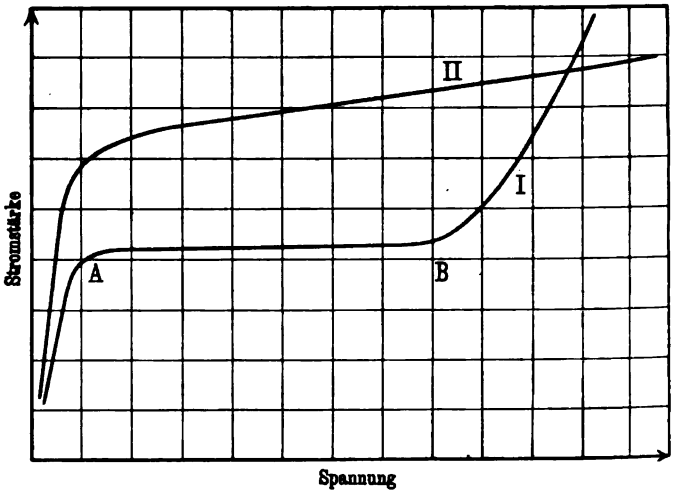
ntersuchten nun systematisch die Abhängigkeit der
r Kurven vom Druck. Die Resultate sind in Fig. 2
Wie man sieht, tritt richtige Sättigung nur bei
ılich hohen Druck auf. Sie konnte bei zahlreichen
stets zwischen 0,8 und 0,1 mm Hg erhalten werden.
zu tieferen Drucken über, so wird die gesättigte
mer kürzer, liegt auch nicht mehr ganz horizontal
e für $p = 0{,}079$ mm), schrumpft zum Wendepunkt

auch H. Dember, Ann. d. Phys. (4) 26, 403, 1908.
Beispiel G. Owen, Proc. Cambr. Phil. Soc. 12, 503, 1904.
ardson, Phil. Trans (A) 201, 520, 1903.

zusammen und verschwindet schließlich ganz (vgl. Kurve für $p = 0{,}042$ mm).

Diese Formen der Kurven bei verschiedenen Drucken lassen sich aus der Annahme erklären, daß sich über den von der eigentlichen Elektronenemission gebildeten Strom ein anderer lagert, der von den durch Stoß erzeugten Ionen getragen wird. Dieser Teil muß mit steigendem Potential wachsen. Je tiefer der Druck, um so kleiner wird das Potential sein, das den emittierten Elektronen eine zur Stoßionisation hinreichende Geschwindigkeit erteilt, so daß das Umbiegen der $V.i$-Kurven

Fig. 1.



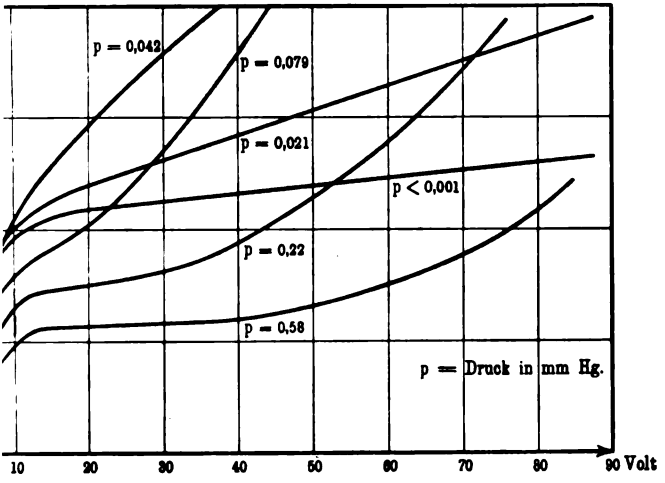
nach oben mit abnehmendem Druck immer früher eintritt, zuletzt vielleicht schon bei Potentialen, die noch nicht ausreichen, den von den Elektronen getragenen Strom zu sättigen.

Sinkt der Druck nun noch weiter, so muß der geringeren Zahl der Luftmoleküle entsprechend auch die Zahl der durch Stoß erzeugten Teilchen abnehmen. Insbesondere können zwar die Elektronen selbst noch durch Stoß neue Stromträger hervorbringen, durch den „Stoß der Gestoßenen“ geschieht dies aber nur noch in verschwindendem Maße. Man beobachtet auch in der Tat, wie der zuerst äußerst steile Anstieg (vgl. Fig. 2, Kurve für $p = 0{,}042$ mm) immer flacher wird und wie endlich

iefsten Drucken von etwa 20 bis zu 370 Volt ein geradısteigen stattfindet, das im ganzen etwa 30 bis 100 Proz. ıes bei 20 Volt beträgt. Trotz der tiefsten Vakua, bei ngem Pumpen mit Kokosnußkohle und flüssiger Luft, uns nicht, das schwache Ansteigen zum Verschwinden ›n. Man muß deshalb annehmen, daß auch bei erreichbaren Evakuationsgraden schon bei nie›otentialen Stoßionisation eintritt.

ıche mit innen berußtem Zylinder zur Vermeidung Reflexion [1]) und mit Zylindern aus verschiedenem Mate-

Fig. 2.



Verringerung etwaiger sekundärer Strahlung, lieferten ›elbe Form der Kurven.

ıst klar, daß man aus der Art, wie das Einsetzen der ierung mit sinkendem Druck zu niederen Potentialen die „Ionisierungsspannung“ für die verschiedenen Gase n kann. Untersuchungen darüber hoffen wir bald mit- können.

ıerkt sei noch, daß zwar in der Figur die Kurven bei lenen Drucken nahe beieinander gezeichnet wurden, daß in Wirklichkeit auftretenden Ströme von ganz verschiedener

. v. Baeyer, Verh. D. Phys. Ges. 10. 96. 1908.

Größenordnung sind. Eine genaue Untersuchung der Abhängigkeit der Größe der Sättigungsströme vom Druck wird dadurch erschwert, daß die geringsten Änderungen im Oberflächenzustand des Drahtes große Unterschiede in der Stromstärke hervorrufen. Wenn das Potential so weit gesteigert wird, daß leuchtende Entladung eintritt (in einem Falle bei sehr hoher Temperatur schon bei 13,2 Volt), liegt eine gleich danach aufgenommene Kurve bedeutend höher als vorher [1]). Denselben Effekt bringt auch schon starke Stoßionisation ohne sichtbare Entladung hervor, denn verfolgt man die Stromkurven bei steigendem und fallendem Potential, liegt die letztere stets etwas höher.

II. Folgerung des Vorhandenseins positiver Ionen aus der Temperaturänderung des glühenden Leiters beim Anlegen eines elektrischen Feldes.

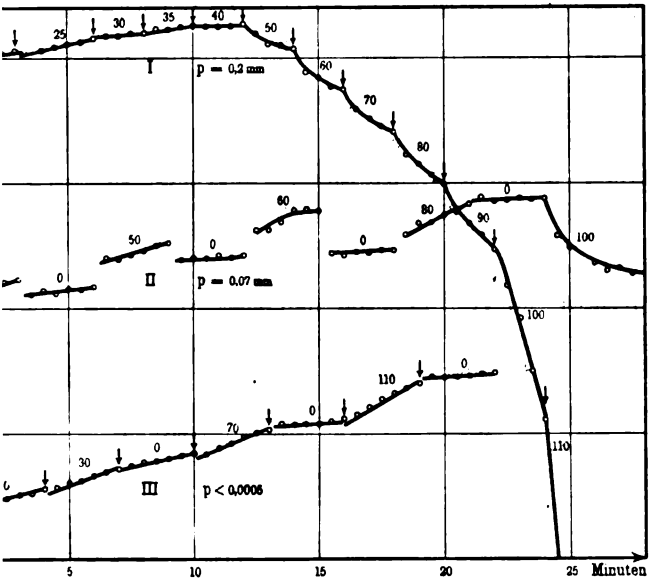
Wie oben bemerkt, war der Ausgangspunkt unserer Untersuchung der Nachweis der Energie der Elektronenemission. Die Versuchsanordnung war hierbei folgende: Der die Elektronen emittierende mit CaO überzogene Platindraht befand sich in der Achse eines Messingzylinders. Der Strom einiger Akkumulatoren durchfloß hintereinander die Regulierwiderstände, ein Normalohm, einen konstanten Widerstand von 0,6 Ohm und den zu glühenden Draht. Letzterer und die 0,6 Ohm bildeten zwei Zweige einer WHEATSTONEschen Brücke, die als Nullinstrument ein hoch empfindliches Galvanometer enthielt. Durch geeignete parallelgeschaltete Regulierwiderstände gelang es, den Heizstrom so fein zu regulieren, daß der Widerstand des Drahtes auf $^1/_{100}$ Promille konstant blieb. Die Spannung an den Enden des Normalohms wurde mit dem Kompensationsapparat in der Weise gemessen, daß ein konstanter Hilfsstrom von 1 Milliampere gegen den Heizstrom ungefähr kompensiert und dann der Gang und die Schwankungen im Ausschlage des eigentlich als Nullinstrument gedachten Galvanometers beobachtet wurden. Die Empfindlichkeit der Anordnung war derartig, daß einer Änderung des 2 bis 3 Amp. starken Heizstromes um 10^{-4} Amp. etwa 2 bis 2,5 Skalen-

[1]) Vgl. O. W. RICHARDSON, Phil. Mag. (6) 8, 400, 1904, und H. A. WILSON, Proc. Roy. Soc. (A) 80, 379, 1908.

ɔrachen. Außerdem wurden noch stets die Sättigungs-
ıfgenommen.

hätten nun einfach das Verhalten des Heizstromes bei
les Potentiales beobachten können, wenn er nicht schon
für sich einen sehr großen Gang gehabt hätte, der
lich vom Nachlassen der Akkumulatorenspannung und
erem Maße wohl auch von Widerstandsänderungen des
eils infolge von Zerstäubung, teils von Abgabe okklu-

Fig. 3.



ıse herstammt. Deshalb wurde während einer Messungs-
rch ständiges Regulieren des Heizstromes der Wider-
s glühenden Drahtes konstant gehalten, wodurch der
ɜ Heizstromes ganz bedeutend verkleinert wurde. Man
ın wohl annehmen, daß die Temperatur während einer
ıreihe nahe konstant blieb. Die Beobachtung geschah
längere Zeit hindurch alle halben Minuten der Heiz-
ɔgelesen wurde, wobei je einige Minuten lang ein Feld
ıselnder Stärke hergestellt wurde.

Einige derartige Beobachtungsreihen sind in Fig. 3 dargestellt. Jede Veränderung des elektrischen Feldes zwischen dem glühenden Draht und dem Zylinder bewirkt ein stufenähnliches Umbiegen der Kurve für den Heizstrom („Treppenkurve"). Aus einem Sinken des Heizstromes folgt dann, daß dem Draht von außen Energie zugeführt wird; aus einem Steigen, daß ihm Energie entzogen wird.

Wie man aus der Kurve I der Fig. 3 sieht, tritt bei einem Druck von 0,2 mm für Potentiale bis 35 Volt eine Steigerung des Heizstromes ein, bei 40 Volt bleibt der Strom konstant, während bei weiter wachsendem Potential ein immer schnelleres Sinken des Heizstromes eintritt. Es folgt hieraus, daß durch die Elektronenemission bei niederen Potentialen dem Draht Energie entzogen wird, während bei höheren Potentialen die durch Stoßionisation erzeugten positiven Ionen auf den Draht aufprallen und dort ihre Energie abgeben. Bei 40 Volt befinden sich beide Erscheinungen gerade im Gleichgewicht. Betrachtet man hier die in Fig. 2 gezeichnete Sättigungsstromkurve für den Druck von 0,22 mm, so sieht man, daß bis zu Potentialen von etwa 30 Volt der von den Elektronen getragene Strom gesättigt ist, also nur reine Elektronenemission vorhanden ist, daß aber über 30 Volt Stoßionisation eintritt.

Geht man zu tieferen Drucken über (vgl. Kurve II, Fig. 3), so übersteigt die Energiezufuhr durch die aufprallenden positiven Ionen die Energieentziehung durch Elektronenemission erst bei höheren Potentialen. Bei sehr tiefen Drucken (Kurve III, Fig. 3) überwiegt stets die Energieentziehung bei der Elektronenemission. Beides steht in völligem Einklang mit der Form der jedesmal sofort nach Aufnahme der Treppenkurven aufgenommenen Sättigungsstromkurven.

Eine Umkehrung der Feldrichtung hat keinerlei Einfluß auf den Gang des Heizstromes, wie besondere Versuche ergaben. Da der durch das Gas fließende Strom auch den Draht durchströmt, so ruft er in diesem, je nachdem er sich zum Heizstrom addiert oder subtrahiert, eine geringe Erwärmung oder Abkühlung hervor, die jedoch zu gering ist, um die Treppenkurven wesentlich zu beeinflussen.

ıtitative Messungen der bei niedrigen Potentialen auf- Abkühlung, d. h. der zur Aussendung der Elektronen ıten Energie, hoffen wir bald mitteilen zu können. Die che zeigen, daß sie in der Tat von der theoretisch ge- Größenordnung ist.

ɔekter Nachweis der durch Stoßionisation erzeugten positiven Ionen.

lich gelang es uns noch, die positiven Ionen durch einen Versuch nachzuweisen. Wenn positive Teilchen auf ıende negative Elektrode auffallen, müssen sie durch ɔfindliche Löcher hindurchfliegen und eine dahinter an- e Platte aufladen, bzw. zwischen dieser und dem glü- Blech einen durch das Gas gehenden Strom darstellen.

Fig. 4.

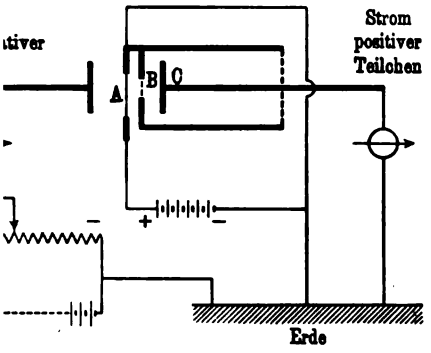
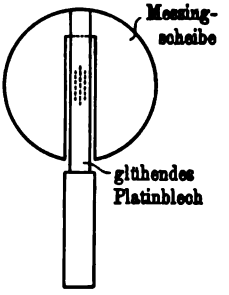


Fig. 5.



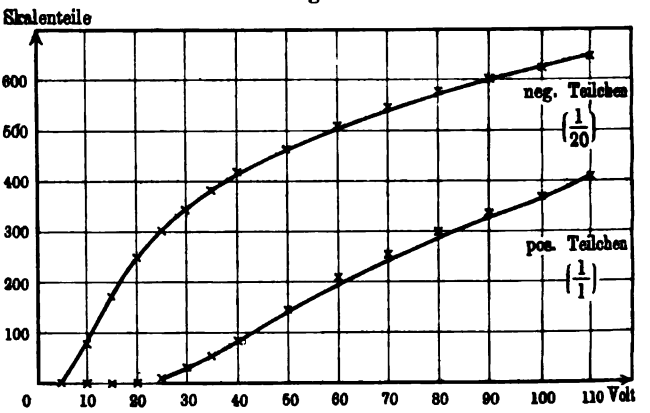
ınten in der Tat diesen positiven Strom galvanometrisch sen und zeigen, daß er nur vorhanden ist, wenn das le Blech durchbohrt ist.

ɔ Versuchsanordnung geht aus Fig. 4 hervor. Bei *A* be- ich das glühende Blech, das, um ein möglichst homogenes ɪrzustellen, in der aus Fig. 5 ersichtlichen Weise angeordnet stellt ein geerdetes Diaphragma vor, dessen Schlitz etwas als das glühende Blech ist, um zu verhindern, daß etwaige seitliche Feldverzerrung Elektronen nach *C* ge-

Von den gleichzeitig aufgenommenen Stromkurven der negativen und der positiven Teilchen gibt Fig. 6 ein Beispiel. Der positive Strom wird in der Tat erst bei einem Potential bemerkbar, bei dem man auch aus den Kurven des negativen Stromes das Vorhandensein von Stoßionisation folgern würde.

Das Verhältnis zwischen den positiven und negativen Strömen, dessen eigentlicher Wert natürlich von der Zahl und Größe der

Fig. 6.



Löcher abhängt, scheint sich mit der Temperatur so zu verändern, daß bei höherer Temperatur von der gleichen Zahl negativer Teilchen eine größere Zahl positiver erzeugt wird als bei tiefen Temperaturen.

Hierüber, wie über andere, jetzt nur gestreifte Fragen, hoffen wir bald ausführlich berichten zu können.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1908.

Kristalle, Myelinformen und künstliche en mit flüssig-kristallinischen Wänden;

von G. Quincke.

Otto Lehmann hat in zwei Mitteilungen vom 1. Mai lai 1908 in den Verhandlungen der Deutschen Physi-Gesellschaft, S. 321 und 407, meine Untersuchungen oplasmaströmungen, Sphärokristalle, Myelinformen und doppeltbrechende Zellen kritisiert.

Herrn Lehmann (S. 324) sollen sich bei gefrierendem e Eiskriställchen mit der optischen Achse senkrecht zur he anordnen. Nach meinen Versuchen[1]) liegen bei frorenem Eis die optischen Achsen der Eiskristalle nicht ır Oberfläche. Wenn in vielen Fällen im Seeeis die chse vertikal und normal zur Oberfläche gefunden wird, Schneesterne, welche auf die Oberfläche des über-Wassers gefallen sind und flach auf der Oberfläche n, durch Kontaktwirkung eine orientierte Kristallisation mit vertikaler optischer Achse eingeleitet haben.

O. Lehmann will ferner (S. 327) durch seine Arbeiten itschrift für Kristallographie 1885 und in seiner Mole-ik 1888 bis 1889 versucht haben, die Protoplasma-n auf Oberflächenspannungsdifferenzen zurückzuführen, edanke dann von mir 1894 weiter ausgeführt worden sei.

---

[1]) Quincke, Ann. d. Phys. (4) **18**, 45, 55, 1905.

Dies letztere muß ich bestreiten. Herr LEHMANN [1]) hat 1885 Lösungen von Kautschuk in Benzol mit wässerigem Alkohol gemischt, an einzelnen Tropfen Pulsationen und Wirbel beobachtet, auf die Ähnlichkeit dieser Bewegungen mit der sogenannten Zirkulation des Protoplasmas hingewiesen und dabei bemerkt: „Ob tatsächlich zwischen diesen beiden Bewegungsarten eine Beziehung besteht, mag dahin gestellt bleiben.“ Meine frühere Arbeit [2]) über diese Pulsationen und Wirbel von 1879 (welche in der Molekularphysik I, S. 521, 1888 erwähnt wird) war ihm damals wohl noch nicht bekannt. Ich hatte nämlich 1879 die Wirbelbewegungen und Pulsationen untersucht, welche bei Ausbreitung von sehr verdünnter Seifenlösung auf Öltropfen unter Wasser auftreten, und damit die amöboiden Bewegungen der Öltropfen, die Entstehung und Haltbarkeit der Ölemulsionen erklärt. 1888 habe ich [3]) dann die Wirbel bei der periodischen Ausbreitung an Flüssigkeitsoberflächen als ein neues Bewegungsprinzip der anorganischen und organischen Natur nachgewiesen und hiermit die Zirkulationsbewegung des Protoplasmas erklärt, welche Arbeit auch Herr O. LEHMANN 1889 (Molekularphysik II, S. 490, 495 u. ff.) gekannt hat. In der Molekularphysik I, S. 257, werden der Ausbreitung eines Flüssigkeitstropfens an der Grenzfläche einer anderen Flüssigkeit mit Luft sechs Seiten gewidmet und in wenigen Zeilen meine Untersuchungen [4]) von 1869 erwähnt, in welchen die bis dahin unbekannte Oberflächenspannung an der Grenze zweier Flüssigkeiten gemessen und zuerst die Ausbreitung von Flüssigkeiten auf Öl und Quecksilber unter Wasser beobachtet und erklärt worden ist. Diese Art der Ausbreitung unter Wasser ist es aber gerade, welche bei der Bewegung des Protoplasmas und der Amöben eine Rolle spielt. Die Wirkungen der dabei auftretenden Ausbreitungswirbel, welche ich 1879 zuerst beschrieben habe, werden in der LEHMANNschen Molekularphysik I, S. 271, 1888, unter dem Namen Kontaktbewegungen besprochen, ohne daß mein Name erwähnt wird. Übrigens habe ich die Beziehungen meiner 1869 und 1870 er-

[1]) O. LEHMANN, ZS. f. Krist. 10, 12, 1885.
[2]) G. QUINCKE, Pflügers Archiv 19, 129, 1879.
[3]) G. QUINCKE, Wied. Ann. 35, 635, 1888.
[4]) G. QUINCKE, Gött. Nachr. 1869, S. 383; Poggendorffs Ann. 139, 1, 1870.

Arbeiten zu den früheren Untersuchungen über Aus-
. den Fortschritten der Physik 1870, S. 192 und den
r Physik (4) 15, 55, 1904 näher erörtert.

:h die Existenz flüssiger Kristalle überhaupt leugne
uß ich ebenfalls bestreiten, da mir lange bekannt ist,
:brechendes Eis fließt, wie FORBES [1]) 1845 nachgewiesen
freilich halte ich Myelinformen und ähnliche von
EHMANN untersuchte Gebilde nicht für flüssige Kristalle
esonderen Gestaltungskraft, sondern für Sphärokristalle
ge Gallerte, welche durch Quellen oder Schrumpfen
end doppeltbrechend geworden sind, ähnlich wie Leim-
ılche aus Schaumkammern mit sehr klebrigen flüssigen
nd flüssigem Inhalt besteht, positive und negative
hung zeigt mit optischer Achse normal zur Oberfläche,
schon 1902 [2]) ausgesprochen und 1904 [3]) ausführlich
en habe. Sphärokristalle zweiter Klasse haben radial
e Kammern aus klebriger Flüssigkeit. Sphärokristalle
ıse bestehen aus festen radial gelagerten Kristallen
r Neigung der optischen Achse zum Radius. Wie beide
ärokristalle sich bilden, habe ich kürzlich [4]) bei ge-
m Schwefel ausführlich geschildert.

Erklärung der Myelinformen soll unzutreffend sein,
lüssigkeit nicht durch Druck oder Zug dauernd doppelt-
verden kann (S. 408). Ich habe aber den Myelinformen
nde, sondern vorübergehende Doppelbrechung beigelegt,
quollenen oder geschrumpften Leimgallerte.

O. LEHMANN zitiert mich zwar S. 408, hat aber meine
gen gegen seine Auffassung der Myelinformen nicht
und nicht widerlegt.

age, wie kann dasselbe Myelingebilde aus mehreren
gleicher chemischer Substanz bestehen mit optischer
nal zur Oberfläche, wenn es an einer Seite positive, an

. FORBES, Reisen in den Schweizer Alpen 1845, S. 366; Phil.
S. 143.
QUINCKE, Ann. d. Phys. (4) 7, 741, 1902.
ıd. (4) 14, 849—885; 15, 4—11 1904.
ıd. (4) 26, 688, 1908.

der anderen Seite negative Doppelbrechung, an anderen Stellen gar keine Doppelbrechung zeigt? Oder wenn an nebeneinander liegenden Stellen derselben Myelinform die positive Doppelbrechung kontinuierlich in negative Doppelbrechung übergeht, wie ich Ann. d. Phys. (4) 15, 9, 1904 gezeigt habe?

Wenn Herr O. LEHMANN diese Tatsachen mit seiner Theorie der flüssigen Kristalle erklärt hat, werde ich auf seine weiteren Einwendungen gegen meine Untersuchungen antworten.

Heidelberg, den 26. August 1908.

von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Kleine
turlehre und Chemie

mit Berücksichtigung der
alogie und der Lehre vom Menschen

für einfache Schulverhältnisse, insbesondere
für Mädchenschulen bearbeitet von

A. SATTLER,
Schulinspektor.

Zweite vermehrte und verbesserte Auflage.
Mit 154 in den Text eingedruckten Abbildungen.

Preis kartoniert 80 Pfennig.

vorliegende „Kleine Naturlehre und Chemie“ ist für
ädchenschulen sowie Volksschulen mit einfachen
erhältnissen bestimmt, denen wöchentlich in der Regel
ur eine Stunde für die Naturlehre zur Verfügung steht.
chulen will das Buch genügend Stoff für mindestens zwei
e bieten, doch dürfte es auch noch etwas weitergehenden
ngen vollauf genügen. Der Verfasser will den zu be-
n Stoff nicht etwa genau vorschreiben, sondern überläßt
er die ihm für seine Verhältnisse zweckmäßig erscheinende

orm der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es
Beobachtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das
geleitet und den Anwendungen Rechnung getragen. Ein-
Fragen regen zu weiterem Nachdenken an. Für eine große
ater und zweckmäßiger Abbildungen ist Sorge getragen.
Kleindruck ist in dieser neuen Auflage vollständig
t, so daß das Buch jetzt den für das Königreich Preußen
ten hygienischen Anforderungen in bezug auf Typengröße
endurchschuß in jeder Beziehung entspricht.
Preis des Buches hat zwar etwas erhöht werden müssen
er bei der gediegenen Ausstattung immer noch ein sehr
genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Sechs Vorträge

über das

thermodynamische Potential

und

seine Anwendungen auf chemische und physikalische Gleichgewichtsprobleme

eingeleitet durch zwei Vorträge über

nichtverdünnte Lösungen

und über den

osmotischen Druck

von **J. J. van Laar.**

Gr. 8°. Preis geh. 3,50 ℳ, geb. 4,20 ℳ

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, verschiedene chemische Gleichgewichtsprobleme mit Hilfe des thermodynamischen Potentials auf exakter thermodynamischer Grundlage streng, doch einfach und ohne umständliche mathematische Entwickelungen zu behandeln.

Nachdem in einem einleitenden Vortrage auf das Unzulängliche der gewöhnlichen Theorie der „verdünnten" Lösungen hingewiesen ist, wobei auch die allgemein verbreitete unrichtige Auffassung des osmotischen Druckes bestritten wird, war es die Aufgabe des zweiten Vortrages, diesen letzten Gegenstand besonders zu beleuchten.

Der osmotische Druck wird als das Druckäquivalent eines gewöhnlichen Diffusionsvorganges betrachtet, und die Nicht-Existenz dieses Druckes in isolierten Lösungen erörtert. Auch die sogenannte Analogie mit den Gasgesetzen wird einer scharfen Kritik unterzogen, und gezeigt, daß diese Analogie nur eine scheinbare sei. Gegenüber dem sekundären Begriffe des osmotischen Druckes wird der primäre des thermodynamischen Potentials hervorgehoben.

In einer Reihe von sechs Vorträgen zeigt der Verfasser sodann, daß die Einführung des thermodynamischen Potentials zu keinerlei verwickelten Berechnungen Anlaß gebe, wie man das oft noch meint, sondern im Gegenteil imstande sei, die verwickeltesten Probleme einfach und exakt zu lösen.

Besonders macht es sich in den ersten drei Vorträgen bemerkbar, daß verschiedene wichtige qualitative Beziehungen auf dem Gebiete der Phasenlehre, ohne Mühe sogleich aufgeschrieben werden können.

In den letzten drei Vorträgen werden sodann in ganz einfacher Weise vielerlei quantitative Beziehungen über Gasdissoziation, Schmelz- und Löslichkeitskurven, Dampfdruckkurven usw. hergeleitet.

Es ergibt sich ferner, daß die verschiedensten elektromotorischen Gleichgewichte einer nämlichen einheitlichen thermodynamischen Behandlung fähig sind.

Wenngleich es verschiedene ausgezeichnete Werke über Thermodynamik gibt, die die genannten Gegenstände mehr oder weniger ausführlich behandeln, so schien es dem Verfasser doch wünschenswert, in einer Reihe von leicht verständlichen Vorträgen das Wichtigste im Lichte der allgemeinen Theorie jedem Studierenden auf diesem Gebiete — Anfänger oder schon Gebildeter — so zugänglich zu machen, daß er selbständig in der angedeuteten Richtung weiter arbeiten kann, was der Entwickelung der theoretischen Chemie sicherlich zugute kommen wird.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

'on **Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Sechstes Heft:

rischen Bogenlampen, deren Prinzip, Konstruktion nwendung von **J. Zeidler.** Mit 130 Abbild. u. 1 Kurven-Preis geh. ℳ 5.50, geb. ℳ 6.—.

:hnik und Maschinenbau: . . . Das Werk wird seiner Aufgabe durchaus ge- n wärmstens empfohlen werden. Lob verdient auch die gute Ausstattung, ins- angewöhnlich klaren und schönen Abbildungen.

Siebentes Heft:

e und Analyse von Wechselstromkurven von Professor **rnst Orlich.** Mit 71 Abbildungen. Preis geh. ℳ 3.50, ℳ 4.—.

ie Bahnen und Betriebe: Dieser neue Band der Benischkeschen Sammlung k in Einzeldarstellungen" stellt eine wichtige Bereicherung unserer Literatur dar. raktischen Bedeutung das hier behandelte Gebiet ist, wird durch ein Beispiel end, von dem erst jüngst in der Fachpresse berichtet wurde; es handelte sich rägliche Lärmerscheinung, die an Bogenlampen beobachtet wurde, die an ein fes Drehstromnetz angeschlossen waren. Als Ursache ergab sich, daß die Span- ien überaus unglücklichen Verlauf hatte, insofern, als durch ungünstige Nutung Obertöne in der Welle enthalten waren, deren hoher Puls das bekannte Tönen is hervorrief. Um so verdienstvoller ist daher die vorliegende Arbeit, die die t bloß sammelt und sichtet, sondern auch selbständig durchdringt, da der Ver- gene theoretische und experimentelle Arbeiten auf diesem Gebiete die Schwierig- vie wenig andere.

Achtes Heft:

hlung und Beleuchtung von **Paul Högner.** Mit 37 Ab- ngen. Preis geh. ℳ 3.—, geb. ℳ 3.50.

der Elektrotechnik: Das Bändchen soll den Elektrotechniker bei der Projek- usführung von Beleuchtungsanlagen, insbesondere bei der Wahl, Verteilung und er Stärke der Bogenlampen, unterstützen. Der Verfasser hat es verstanden, die Probleme in vorzüglicher Weise zu behandeln, weshalb wir das Buch allen, leuchtungsprojekten zu tun haben, oder welche sich über die bei künstlicher Be- Betracht kommenden Momente unterrichten wollen, bestens empfehlen können.

Neuntes Heft:

rischen Bahnen und ihre Betriebsmittel von Dipl.-Ing. **ert Kyser.** Mit 73 Abbild. u. 10 Tafeln. Preis geh. ℳ 5.50, ℳ 6.—.

Straßen- und Kleinbahn-Zeitung: Das vorliegende Werkchen ist leicht verständlich nd wird als erste Einführung in das weite Gebiet des elektrischen Bahnbetriebs Nutzen sein, bo vor allem das im zweiten Kapitel sehr klar behandelte Verhalten nd Wechselstrommotoren von jenen Gesichtspunkten aus, die ihre Verwendbarkeit b bestimmen.

Zehntes Heft:

rmittel d. Elektrotechnik von Ingenieur **Karl Wernicke.** 0 Abb. u. einer Ausschlagtab. Preis geh. ℳ 5.50, geb. ℳ 6.—.

s Rundschau: Eine Lücke in unserer deutschen Literatur wird durch das vor- k ausgefüllt, das den Gegenstand in erschöpfender Weise behandelt. In fünf ngreichen Kapiteln behandelt Verfasser in übersichtlicher Weise die Anforderungen materialien, deren Prüfung, Zusammensetzung der wichtigsten Isoliermaterialien, nd Freileitungsisolatoren. Zahlreiche, gute Illustrationen erleichtern das Ver- Textes.

Elftes Heft:

ttätige Regulierung der elektrischen Generatoren von ngenieur Dr. ing. **Friedr. Natalis.** Mit 75 Abbildungen im und auf 4 Tafeln. Preis geh. ℳ 4.—, geb. ℳ 4.50.

usführliches Prospektheft kostenlos.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Gaede-Pumpe

mit neuer Porzellantrommel

D. R.-P. angemeldet.

Unzerbrechlich bei plötzlichem Eintreten von Luft.
(Vergl. Physikalische Zeitschrift. 8. Jahrgang. No. 23, p. 852.)

Garantierte Luftleere $^1/_{100000}$ mm.

Während die Pumpe unter **hohem Vakuum** steht, kann man durch Abreißen des Schliffes **plötzlich** Luft einlassen, ohne daß die Trommel Schaden leidet.

Dieser Versuch kann beliebig oft wiederholt werden.

Unsere neuen Ventiltrommeln haben vor Metalltrommeln den großen Vorzug, daß sie mit ätzenden Substanzen gereinigt werden können, was bei Metalltrommeln nicht zulässig ist.

Die neue Gaede-Pumpe ist nur direkt von uns zu beziehen.

Berichte

der

hen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

monatliches Literaturverzeichnis

„Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

ngen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. (Fehlen.)
Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der
. I. Allgemeine Physik. S. 333. — II. Akustik. S. 334. — III. Physi-
Chemie. S. 334. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 336. —
k des gesamten Spektrums. S. 339. — VI. Wärme. S. 340. —
smische Physik. S. 342.

Braunschweig

k und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Nummern. — *Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark.* — *Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.*

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von A. Krüss

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Max Kohl ❀ Chemnitz i. S.

Werkstätten für Präzisions-Mechanik

liefert als Spezialität:

Komplette Einrichtungen f. physikalische und chemische Laboratorien.

Physikalische und chemische Apparate und Gerätschaften.

Elektrotechnische Abteilung.

Notiz: Außer den in meinem Etablissement vorhandenen modern eingerichteten **Mechaniker-Werkstätten** habe ich auch eigene **Dampftischlerei**, Holz-, **Metall-** und **Fein-Lackiererei, Klempnerei, Schlosserei, 2 Präzisions-Teilmaschinen** usw. in meiner Fabrik und bin deshalb in der Lage, alle vorkommenden Arbeiten durch mein eigenes Personal ausführen zu lassen. Meine Herren Abnehmer haben dadurch Gewähr, zu mäßigen Preisen solid ausgeführte Apparate zu erhalten, bei deren Konstruktion stets die neuesten auf dem Gebiete der Wissenschaft gemachten Fortschritte Berücksichtigung finden! 350 Arbeiter, 40 Beamte, 9600 qm Arbeitsfläche.

Einrichtungen kompl. Röntgenkabinette mit Funkeninduktoren aller Größen und für jede Betriebsart. (Die Kohl'schen Funkeninduktoren werden allseitig als die preiswertesten und leistungsfähigsten anerkannt.)

Neu! Demonstrations-Apparat für Fernphotographie nach Prof. Dr. Arthur Korn, München

Neu! Experimentier-Schalttafeln für die kleinsten und größten Stromentnahmen aus dem Leitungsnetze städtischer Zentralen. Man verlange Spezial-Prospekt.

Preislisten mit ausführlichen Beschreibungen, Referenzen usw. kostenfrei

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Schutzvorrichtungen der Starkstromtechnik

gegen atmosphärische Entladungen.

Von **Dr. Gustav Benischke,**

Chef-Elektriker.

Mit 43 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 1,20 ℳ, geb. 1,[illegible]

Jahrg. 6 *Heft 19*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** (Fehlen.) — 2. **Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 349. — II. Akustik. S. 351. — III. Physikalische Chemie. S. 351. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 352. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 355. — VI. Wärme. S. 356. — VII. Kosmische Physik. S. 357.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von A. Krüss

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. **München**
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Gegründet 1859. **Wilh. Lambrecht, Göttingen** (Georgia Augusta)

Fabrik wissenschaftlicher Instrumente.

Meteorologie: Instrumente zur Wettervorausbestimmung auf streng wissenschaftlicher Basis, dem Laien verständlich.

Hygiene: Instrumente zur Messung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in Wohn- und Schlafräumen, Krankenhäusern, Schulzimmern usw.

Technik: Instrumente zur Messung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in allen technischen Betrieben, wie Spinnereien, Webereien, Mälzereien, Tabak- und Zigarrenfabriken usw.

Man verlange Gratis-Drucksache Nr. 117.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Hermann von Helmholtz

von **Leo Koenigsberger.**

Erster Band. Mit drei Bildnissen. gr. 8. Preis geh. 8 ℳ, geb. in Leinwand 10 ℳ, geb. in Halbfranz 12 ℳ

Zweiter Band. Mit zwei Bildnissen. gr. 8. Preis geh. 8 ℳ, geb. in Leinwand 10 ℳ, geb. in Halbfranz 12 ℳ

Dritter Band. Mit vier Bildnissen und einem Brieffacsimile. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ, geb. in Leinwand 5 ℳ, geb. in Halbfranz 7 ℳ

Berichte

der

hen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

bmonatliches Literaturverzeichnis

„Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig

k und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln vom 20. bis 26. September 1908 613

Berichte über die Sitzungen vom 21. bis 24. September 1908 . . 619—

Erich Marx, Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1908.) 6

Paul Liesegang, Konstruktionstypen des Kinematographen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1908.) 6

A. L. Bernoulli, Atomzerfall und Serienspektren. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1908.) 6

Edgar Meyer, Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1908.) 6

Edgar Meyer, Notiz über ein einfaches Phosphoroskop 6

G. Berndt, Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1908.) 6

J. Drecker, Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) . 6

F. Löwe, Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 6

Heinrich Willy Schmidt und Paul Cermak, Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 6

A. H. Bucherer, Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 6

J. Classen, Eine Neubestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 7

W. Wien, Über positive Strahlen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 7

H. Rubens, Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 7

J. Stark, Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 7

Mathias Cantor, Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 7

Max Planck, Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 7

O. v. Baeyer, Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 7

P. Debye, Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 7

Seite

P. Zeeman, Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 750

Georg Meyer, Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 753

W. Voigt, Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling). (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 757

P. Nordmeyer, Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 763

Karl Scheel und Wilhelm Heuse, Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 785

W. König, Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.) 794

H. Strache, Die Erklärung des periodischen Systems der Elemente mit Hilfe der Elektronentheorie. (Vorgetragen in der Sitzung vom 25. September 1908.) 798

A. Remelé, Über chemisch wirkende elektrische Strahlungen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 24. September 1908.) 804

E. van Everdingen, Über die Ermittelung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1908.) 808

Adolf Koepsel, Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 1908.) 814

Josef Rosenthal, Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken. (Vorläufige Mitteilung.) 828

Preisausschreiben der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft 830

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 363. — II. Akustik. S. 365. — III. Physikalische Chemie. S. 365. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 367. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 370. — VI. Wärme. S. 371. — VII. Kosmische Physik. S. 373.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl
Optisches Institut von **A. Krüss**
Inhaber: Dr. Hugo Krüss. HAMBURG.

Die Herren Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, insbesondere diejenigen außerhalb Berlins

erlaubt sich der Unterzeichnete darauf aufmerksam zu machen, daß wissenschaftliche Mitteilungen, welche in einer Sitzung der Gesellschaft durch ein anwesendes Mitglied vorgelegt werden (§ 21 der Satzungen), binnen zwei bis höchstens drei Wochen in den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft" erscheinen. Die Vorlage von Mitteilungen in einer Sitzung zu vermitteln, ist der Unterzeichnete jederzeit bereit.

Professor Dr. Karl Scheel,
Wilmersdorf bei Berlin, Güntzelstraße 43

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Theoretische Betrachtungen
über die Ergebnisse der
Wissenschaftlichen Luftfahrten
des Deutschen Vereins zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin
von **Wilhelm von Bezold.**
Mit 17 eingedruckten Abbildungen. gr. 4. geh. Preis 1 ℳ

LEPPIN & MASCHE
Berlin SO. Engelufer 17.
Fabrik wissenschaftlicher Instrumente.

Physikalische Apparate • Chemische Apparate.

Verstellbare Selbstinduktion mit Kurbelbewegung.
Kupferrohr auf Hartgummizylinder,
10 m Verstellungslänge Mark 96,—.

Anfertigung kompletter Laboratoriumseinrichtungen.

Verhandlungen

der

chen Physikalischen Gesellschaft

n Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

. 30. Oktober 1908. Nr. 18/20.

ammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte
l Cöln vom 20. bis 26. September 1908.

2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

; vom 21. September 1908, nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK (Berlin).

ugen vor:

l Marx (Leipzig): Einfluß der Röntgenstrahlen auf das tzen der Glimmentladung.

orn (München): Über die Lösung der Grundprobleme Elastizitätstheorie.

aul Liesegang (Düsseldorf): Konstruktionstypen des matographen.

. Bernoulli (Aachen): Atomzerfall und Serienspektren.

r Meyer (Zürich): Über Lumineszenzerscheinungen am n Flußspat.

Hr. **G. Berndt** (Cöthen): Über Hysteresis bei verbindungen.

Hr. **Wiessner** (Freiwaldau): Beitrag zur Bestimm des Lichtes.

Sitzung vom 22. September 1908, vo

Vorsitzender: Herr A. v. OETTINGEN (Le

Es trugen vor:

Hr. **A. Bestelmeyer** (Göttingen): Demonstration e variometers zur Messung der Vertikalgeschwind ballon.

Hr. **Herm. Th. Simon** (Göttingen): Über neuere Erzeugung elektrischer Schwingungen und selben für die drahtlose Telegraphie.

Hr. **H. Lehmann** (Jena): 1. Über die ultrarote noch nicht beobachtete Serienlinien von 20 M

2. Über einen neuen Schirm mit metallischer Projektion farbiger und lichtschwacher Bilder

Hr. **Fr. Klingelfuss** (Basel): 1. Neuerungen an I besondere für Strom- und Spannungsmessung

2. Über ein neues Verfahren zur kontinuierliche Härte einer Röntgenröhre.

3. Über ein neues Meßverfahren zur Dosierung strahlen mittels Strom- und Spannungsmess gedämpften Welle.

Hr. **R. Gans** (Tübingen): Etalon für die magnetis

Hr. **J. Drecker** (Aachen): Über Gnomone und Son Geschichte und Literatur.

Hr. **F. Löwe** (Jena): Gitterspektroskope mit nach bezifferter Mikrometerschraube.

Hr. **F. Henning** (Charlottenburg): Der Sättigu Wasserdampfes zwischen 50° und 200° C (na mit Hrn. L. HOLBORN ausgeführten Versuchen

---

vom 22. September 1908, nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr E. LECHER (Prag).

ɣen vor:

ch Willy Schmidt (Gießen): Beitrag zur Frage über inﬂuß der Temperatur auf die Umwandlung radio- Substanzen (nach gemeinsam mit Hrn. PAUL CERMAK ɛllten Versuchen).

Bucherer (Bonn): Messungen an Becquerelstrahlen. perimentelle Bestätigung der LORENTZ-EINSTEIN schen ɛ.

ısen (Hamburg): Eine Neubestimmung von ε/μ für lenstrahlen.

en (Würzburg): Über positive Strahlen.

bens (Berlin): Änderung des Emissionsvermögens der ɜ mit der Temperatur (nach gemeinsam mit Hrn. ɜEN ausgeführten Versuchen).

k (Greifswald): Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen iehung zur Lichtquantenhypothese.

Ladenburg (Breslau): 1. Über die Dispersion des ɜnden Wasserstoffes (nach gemeinsam mit Hrn. STA- ɣ LORIA ausgeführten Versuchen).

lie Anfangsgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen Versuchen von ERICH LADENBURG † und Hrn. KARL ıU). (Vgl. diese Verh. S. 562—577.)

; vom 23. September 1908, vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr H. KAYSER (Bonn).

ıgen vor:

ıs Cantor (Würzburg): Über eine neue Wirkung des ıschen Stromes.

Baeyer (Berlin): Über Reflexion und Sekundärstrahlung ımer Kathodenstrahlen. (Vgl. diese Verh. S. 96—114.)

Hr. **Chr. Füchtbauer** (Würzburg): Versuche über
strahlen, die von sehr langsamen Kathodenstra
Hr. **Max Planck** (Berlin): Bemerkungen zum Prinz
und Reaktion in der allgemeinen Dynamik.
Hr. **O. v. Baeyer** (Berlin): Über den Einfluß der
den Gangunterschied beim Interferenzspek
LUMMER-GEHRCKE.
Hr. **Cl. Schaefer** (Breslau): Beugung elektromagne
an zylindrischen Hindernissen.
Hr. **P. Debye** (München): Das elektromagnetische
Zylinder und die Theorie des Regenbogens.
Hr. **G. F. C. Searle** (Cambridge): Über elastische U
Hr. **P. Zeeman** (Amsterdam): Spektralanalytische
der magnetischen Felder auf der Sonne.
Hr. **M. Laue** (Berlin): Über das Additionstheorem
(Vgl. diese Verh. 9, 606—620, 1907.)
Hr. **Chr. Fredenhagen** (Leipzig): Temperaturstra
aktionsstrahlung und ihre Bedeutung für die
und Photochemie.

Sitzung vom 23. September 1908, nac

Vorsitzender: Herr W. VOIGT (Göttinge

Es trugen vor:

Hr. **Georg Meyer** (Cöln): Demonstration einer Sau
luftpumpe nach GAEDE.
Hr. **Karl T. Fischer** (München): Fixpunkte für
turen.
Hr. **W. Voigt** (Göttingen): Eine Einwirkung na
Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (
tungen von Hrn. K. FÖRSTERLING).
Hr. **Karl Scheel** (Charlottenburg): Brechung und
Heliums (nach gemeinsam mit Hrn. RUDOLF
geführten Versuchen). (Vgl. diese Verh. S. 20
Hr. **W. Felgentraeger** (Charlottenburg): Die Verze
von Mikroskopobjektiven.

dmeyer (Aachen): Über Funkenpotentiale bei zwei inander geschalteten Funkenstrecken.
m Heuse (Charlottenburg): Über scheinbare Abngen vom MARIOTTEschen Gesetz und deren Einfluß Messung kleiner Drucke (nach gemeinsam mit Hrn. SCHEEL ausgeführten Versuchen).
nig (Gießen): Über Demonstrationen langsamer elekr Schwingungen.

eitag, den 25. September 1908, nachmittags, fand ein r Ausflug der Abteilung nach Bonn zur Besichtigung n Institutseinrichtungen statt.

eren Abteilungen wurden folgende Vorträge von physiInteresse gehalten:

ntsitzung beider Hauptgruppen, erstag, den 24. September 1908, vorm.

ener (Leipzig): Über Farbenphotographie und ver- naturwissenschaftliche Fragen.

Abteilung 1a: Mathematik.

ung vom 21. September 1908, nachm.

nkowski (Göttingen): Raum und Zeit.
.mel (Brünn): Über die Grundlagen der Mechanik.
nerding (Straßburg): Die historische Entwickelung des egriffes.

zung vom 22. September 1908, vorm.

ackel (Karlsruhe): Ausgezeichnete Kreiselbewegungen.
Mises (Brünn): Probleme der technischen Hydroanik.

Sitzung vom 23. September 1908

Hr. **H. Reissner** (Aachen): Wissenschaftliche Pro
technik.

Abteilung 1b: Astronomie und Geo

Sitzung vom 21. September 1908

Hr. **F. S. Archenhold** (Treptow-Berlin): Über eine
Treptower Fernrohr beobachtete Veränderung
fläche.

Hr. **Hänel** (Dresden): Die Vergrößerung der Gesti

Sitzung vom 22. September 1908,

Hr. **Ernst Stephani** (Kassel): Bahnen der Son
und 1907.

Hr. **J. F. H. Schulz** (Hamburg): Die Sonnenflecke
produkte eruptiver Protuberanzen.

Abteilung 3: Angewandte Mathematik un
Elektrotechnik und Ingenieurwissens

Sitzung vom 23. September 1908,

Hr. **A. Korn** (München): Neue Resultate der Tele

Hr. **Corsepius** (Cöln): Die Fehlerquellen des
Kugelphotometers und ihre Vermeidung mit Be
einer neuen Anordnung für hemisphärische M

Abteilung 4: Chemie, einschließlich Elekt

Sitzung vom 21. September 1908,

Hr. **J. Stark** (Greifswald): Spektrale Beobachtun
Fluoreszenz organischer Körper.

ung vom 22. September 1908, nachm.

'abinyi (Klausenburg): Beiträge zur Frage über Eigen-
änderungen des Chlors.
ien (Utrecht): Neues über die Zinnpest: die Museums-
ieit.

ung vom 24. September 1908, nachm.

(Gemeinsam mit Abteilung 2: Physik.)

'ache (Wien): Die Erklärung des periodischen Systems
emente mit Hilfe der Elektronentheorie.
nelé (Eberswalde): Über chemisch wirkende elektrische
ungen.

I: Geographie, Hydrographie und Kartographie,
gt mit Abteilung 6: Geophysik, Meteorologie
und Erdmagnetismus.

ung vom 21. September 1908, nachm.

rebs (Groß-Flottbeck): 1. Das meteorologische Jahr
908.
ismus im Planetensystem.

ung vom 22. September 1908, vorm.

'ebs (Groß-Flottbeck): 1. Die Beobachtung der Sonnen-
nis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-
s.
ild der Erde in Mondentfernung.
lis (Aachen): 1. Bedeutung der drahtlosen Telegraphie
e moderne Witterungskunde.
erung der Tiefdruckgebiete über den Atlantischen Ozean.
Stephani (Kassel): Sonnenflecke. Störungen der Magnet-
und Witterung.

Sitzung vom 22. September 1908,

Hr. **H. Wehner** (Frankfurt): Das Innere der Erde und
Hr. **E. van Everdingen** (de Bilt-Utrecht): Über di
des Winkels zwischen Gradient und Windricht
Hr. **W. Krebs** (Groß-Flottbeck): 1. Demonstratio
graphien der Nachdämmerung des 30. Juni 19
Bishop schen Aureole.
2. Demonstrationen einiger Vereinfachungen des me
Instrumentariums.

Sitzung vom 23. September 1908,

Hr. **F. S. Archenhold** (Treptow-Berlin): Stereos
nahmen von dunkeln Blitzen.
Hr. **Eckart** (Aachen): Über die Änderung des K
geologischen Vergangenheit und der historisch

Abteilung 8: Mineralogie, Geologie und Pal

Sitzung vom 22. September 1908,

Hr. **A. Wülfing** (Kiel): Demonstration an großen
und anderen neuen Vorlesungsapparaten zu
der kristallographischen Symmetrie.

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Sal

's der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung;

von Erich Marx.

in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung
Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 21. September 1908.)

(Vgl. oben S. 619.)

ıasenexperimente, welche ich bei meiner Untersuchung
leschwindigkeit der Röntgenstrahlen anstellte, zeigten,
:htiger Einstellung des verwendeten Apparates ein der
.en Elektrode gegenüberstehendes Elektrometer schwache
sschläge anzeigte, wenn die Elektrode positiv angetroffen
d starke negative Ausschläge, wenn sie negativ an-
vurde. Auf diese Weise ließ sich die Wellenlänge der
g, welche die Einstellung des Apparates bedingte, durch
inwirkung der Röntgenstrahlen nachweisen.
egativen Elektrometerausschläge hatten hierbei solche
3 sie nur durch Einsetzen einer selbständigen Feldent-
:lärt werden konnten, während die Größenordnung der
Ausschläge derjenigen entsprach, die nach den Ioni-
:ten, die durch Röntgenstrahlen eingeleitet werden, zu
war. Die theoretische Erklärung für dieses einseitige
halten der Feldentladung, und das Verhalten des Null-
überhaupt habe ich seinerzeit zu geben versucht[1]). Im
an meine damaligen Publikationen wurde ich von Herrn
gütigst brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß eine
ge experimentelle Stütze für die in Diskussion gezogene,
ıslösende Wirkung der Röntgenstrahlen gar nicht vor-
daß es deshalb für diese Sache von großer Wichtigkeit
möglichst durchsichtigen Versuchsbedingungen diese
ft der Röntgenstrahlen zur Demonstration zu bringen.
:at der hierauf von mir unternommenen Untersuchung[2])

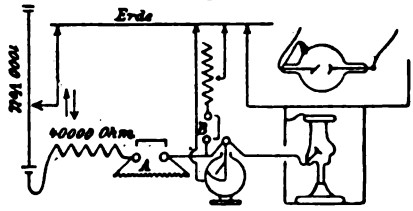
---

h. d. Deutsch. Phys. Ges. **10**, 138, 1908.
. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. 1908.

will ich Ihnen heute vorführen. Ich darf bemerker zeigte, daß meine Behauptungen über die Wirk Röntgenstrahlen prinzipiell durchaus richtig, aber sequenzen noch lange nicht weitgehend genug gewe werde ihnen nämlich zeigen, daß, wenn eine Pt negativem Zustande durch ein geerdetes Al-Fenster strahlen getroffen wird, die Entladung, wie seinerz beträchtlich erleichtert wird, daß sie aber nic erleichtert wird, wenn sie positiv angetroffen wird, in diesem Falle beträchtlich erschwert wird, so Entladung bei positiv angetroffener Elektrode erst die Röntgenstrahlen ausgeschaltet sind. Dieses V auf den ersten Blick paradox erscheinen. Man s erwarten, daß im Falle des positiv angetroffene Al-Fenster, das ja dann Kathode ist, die En gelöst wird.

Das Schema des Apparates ist aus der Fig. Das Al-Fenster bleibt geerdet; die bestrahlte Pt-Elek

Fig. 1.



während der beiden Experimente, die ich zeigen v zeichen.

Es wird —700 Volt angelegt, ohne daß eine E tritt, und gezeigt, daß bei —500 Volt bereits Ausl Andererseits wird gezeigt, daß ohne Röntgenstrahle Röntgenstrahlen + 500 Volt angelegt werden könn Entladung eintritt.

Die Erklärung dieses Experimentes liegt ganz in der früher angegebenen Theorie des Nullapparates, g in gleicher Richtung etwas tiefer als früher. Der enthalte ich mich, hier näher auf diese theoretisc zugehen. Hier kommt es mir wesentlich auf die Fes

n, daß, wenn eine Pt-Elektrode im positiven Zustande
enstrahlen angetroffen wird, eine nicht schon vorher
Entladung nicht nur nicht einsetzen kann, sondern
eil erschwert wird, daß aber das Umgekehrte der Fall
die Elektrode negativ angetroffen wird, daß dann die
um etwa 40 Proz. erleichtert wird. Daß hierbei die
es bei positiver Elektrode durch die Röntgenstrahlen
Zustandes, im Falle der schwingenden Elektrode, der
er Entladungserscheinung günstig ist, ist leicht ein-
nd möge ebenfalls nur angedeutet, nicht explizite ent-
rden.

Konstruktionstypen des Kinematog

von F. Paul Liesegang.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung
lung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 21.

(Vgl. oben S. 619.)

Der moderne Kinematograph ist charakterisie
die Anwendung eines perforierten Filmbandes und
die sprungweise erfolgenden Belichtungen. Die
Konstruktionen des Bewegungsmechanismus teile
Gruppen: solche, die den Film ruckweise vorwärt
solche, bei denen der Film kontinuierlich läuft
Bild durch Mitbewegung eines Apparatteiles peri
gemacht wird. Unter den Apparaten der ersten
man hinwieder vier Haupttypen, die man kurz
„Malteserkreuz", „Schläger" und „Reibungsscheib

Die Anforderungen, welche an den Mecha
werden, sind: ruhiges Stehen der Bilder und Scho
bandes; beim Wiedergabeapparat ferner: flimmerfr
während beim Aufnahmeapparat auf das Flimme
sicht genommen zu werden braucht. Um das Fli
meiden, muß man den durch eine Blende verdunk
vorgang von Bild zu Bild möglichst kurz gestal
diese Beschleunigung gewonnene Zeit kommt den
indem diese entsprechend länger stehen bleiben
Stehen der Bilder erstrebt man durch exakte und
führung; diese Forderung ist aber um so schwe
je mehr man den Wechselvorgang beschleunigt. Auc
des Filmbandes ist um so schwieriger durchzuführ
das „Tempo" gemacht wird.

Der Greifer besteht aus einer sich auf und n
den Gabel; sie greift oben in die Löcher des F
zieht dieses bei der Abwärtsbewegung mit und
ein Bild, läßt unten angekommen den Film los u

das Spiel in gleichmäßigem Gange zu wiederholen.
ei Aufnahmeapparaten, für welche dieses System be-
Anwendung kommt, ein einfaches Exzenter die Gabel
migem Tempo hoch und tief nimmt, bewirkt man bei
mechanismen mittels eines herzförmigen Exzenters die
derliche beschleunigte Abwärtsbewegung und zwar
an dabei ein Tempo 1 : 4. Bei der zweiten Klasse
die ruckweise Fortbewegung des Filmbandes mittels
disch angetriebenen Zahntrommel und zwar wird für
ieb das Malteserkreuz benutzt. Man hat dazu auch
richtungen zur Anwendung gebracht, die aber nicht
wurden. Das Tempo, d. h. das Verhältnis zwischen
er Weiterbewegung und der Zeit der Ruhe, kann beim
euz durch Vergrößerung der Eingriffscheibe praktisch
8 gebracht werden.
Virkungsweise des Schlägersystems ist folgende. Der
, nachdem er aus der Belichtungsstelle kommt, um
einer rotierenden Exzenterscheibe und dann um
alls kontinuierlich rotierende Zahntrommel. Der Stift
lesmal wenn er sich nach unten bewegt, auf den Film
ihn dabei um ein Bild vorwärts. Während der Stift
irts bewegt und die Zahntrommel den vom Stift ge-
Bausch verzehrt, ist der Film an der Belichtungsstelle
Das Tempo läßt sich hier bis auf das Verhältnis 1 : 8
Man hat dies System auch abgeändert in der Weise,
xzenterscheibe nicht direkt auf den Film wirkt, sondern
s einer hin und her gehenden Pleuelstange vorwärts

ssant ist eine jetzt nicht mehr in Anwendung befind-
von PRESTWICH, London, angegebene Konstruktion, bei
hntrommel auf der Exzenterscheibe sitzt; die Trommel
e doppelte Bewegung, indem sie sich um ihre eigene
l um die Achse der Exzenterscheibe dreht. Während
ärtsbewegung wickelt sich die Zahntrommel sozusagen
och, um ihn dann, wenn die Abwärtsbewegung einsetzt,
m ein Bild nach unten zu ziehen.
ler vierten Klasse („Reibungsscheiben") geschieht die
rende Weiterbewegung des Filmbandes durch zwei

Trommeln, die eben so weit auseinanderstehen, daß laufende Film bei ihrer Rotation nicht mitgenom größere Trommel besitzt nun an ihrem Umfange Segment; sobald dieses an die Berührungstelle k Film eingeklemmt und mit fortgezogen. Die Größ ist auf ein Bild berechnet; um jedoch einen exa zu erzielen, ist oberhalb der Belichtungsstelle ein angebracht, die während jeder Umdrehung der Rei den Film um ein Bild vorschiebt und so verhinde mehr als ein Bild fortgezogen wird [1]). Das Temp diesem System bis zum Verhältnis 1 : 23 gebracht.

In der zweiten Gruppe, der die Apparate mit bewegtem Filmband angehören, finden wir ebenfa verschiedenartiger Konstruktionstypen. Bei einer ordnung, die zudem nicht ausgeführt worden zu s die für die Praxis auch zu schwerfällig wäre, gesc gleich durch Bewegung des Werkes. Während unten läuft, pendelt das ganze Werk, welches d hinter dem feststehenden Objektiv auf und nieder u daß sich während seines Hochganges die Bewegu und Werk neutralisieren. Alle anderen Apparate bedienen sich zum Ausgleich einer schwingenden o Bewegung des optischen Teiles, sei es des Objekti eingeschalteter Prismen oder Spiegel. Das period Abpendeln des Objektives, die nächstliegende Lös für die Praxis nicht brauchbar ist, wird in eine kontinuierliche Bewegung verwandelt dadurch, Reihe von Objektiven, etwa ein Dutzend, anwendet Scheibe sitzen und einen Rundlauf machen, um e anderen in Tätigkeit zu treten. Jedes Objektiv in gleicher Geschwindigkeit mit dem Film zusam während dieser Zeit die Belichtung aus. Die Ve optischen Achse gegen die Bildmitte, welche du bewegung hervorgerufen wird, ist so gering, daß di merklich darunter leidet. Da bei dieser Ano

[1]) Genaue Beschreibung der Konstruktionen findet m der praktischen Kinematographie" (Ed. Liesegangs Verlag,

eile des Mechanismus als auch der Film mit stets
ır Geschwindigkeit laufen und ruckweise Bewegungen,
die Kinematographen des Handels charakteristisch
fall kommen, so bietet sich hier die Möglichkeit, den
Serordentlich schnell laufen zu lassen und eine sehr
von Aufnahmen in der Sekunde zu machen. JENKINS,
Ausarbeitung dieses Systems verdanken, machte mit
en Apparate über 250 Aufnahmen in der Sekunde.
st die Ausführung recht kostspielig; ferner eignet sich
ktion nicht zur Projektion des jetzt üblichen kleinen
, da die Objektive dazu zu groß sind und nicht hin-
ahe zusammengebracht werden können. Ebenfalls
aber auch für das normale Bildformat verwendbar,
MASKELYNE angegebener Apparat. Zur Erzielung des
besitzt dieser zwischen dem stetig laufenden Film
bjektiv einen kontinuierlich rotierenden Kranz von
n Linsen, welche lückenlos aufeinanderfolgend die
einer Trommel einnehmen und innerhalb deren ein
s aus zwei Konvexlinsen bestehendes positives System
ist. In der Zahl von Aufnahmen pro Sekunde könnte
liebig weit gehen, wenn nicht die Lichtempfindlichkeit
films eine Grenze setzte. Diesem Vorteil steht auch
ein sehr hoher Herstellungspreis gegenüber; die Aus-
es solchen Apparates kostete 10 000 *M*. Bei den Ver-
eingeschalteten Prismen oder Spiegeln, die periodisch
uierlich sich bewegen, sind meines Wissens bisher
friedenstellende Resultate nicht erzielt worden. Man
spielsweise zwischen Film und Objektiv ein rotierendes
2, 4, 6, 8 oder mehr planparallelen Seiten an, welches
Rotation eine derartige Verschiebung der Strahlen be-
dadurch die Bewegung des Bildbandes gerade aus-
wird. Eine andere Konstruktion bedient sich dazu
r rechtem Winkel stehender Spiegel, die sich vor dem
Film hin und her bewegen, oder aber einer größeren
her Spiegelpaare, die auf einer gleichmäßig rotierenden
itzen und eines nach dem anderen in Wirksamkeit
i einer weiteren Anordnung finden wir ein vielseitiges
ln belegtes Prisma, das vor dem Objektiv rotiert

und die erforderliche Ablenkung der Strahlen b
durch Verwendung eines Flüssigkeitsprismas mit
Seitenflächen versuchte man die Bilder optisch
machen.

Wiederholt hat man Versuche gemacht, welche
laufen, mit Hilfe zweier abwechselnd in Tätigkeit tr
ein ununterbrochenes Arbeiten zu erzielen und da
Projektion kinematographischer Lichtbilder das Fl
zu beseitigen. Während verschiedene Apparate sich
bedienen, sind andere Konstruktionen derart ausge
mit einem einzigen Filmband auskommen. Bisher
aus dem Versuchsstadium nicht herausgekommen z
teilig ist, abgesehen vom hohen Herstellungspreise
plizierteren Einstellung, der Umstand, daß die in
handenen Filmaufnahmen nicht ohne weiteres b
können.

Was wir heute an Kinematographen im Hand
sind alles Apparate mit ruckweise bewegtem Filmb
sind die vier beschriebenen Hauptsysteme: Greifer,
Schläger und Reibungsscheiben darunter vertreten.
mit kontinuierlich laufendem Film, soweit sie überh
Resultaten führten, wie bei JENKINS und MASKEL
sich für die allgemeine Einführung als zu kostspiel
aber auf solche Konstruktionen, bei denen alle T
gleichmäßiger Bewegung sind, zurückgreifen müssen
zur Analyse sehr rascher Bewegungen, wie von
schossen, von Vorgängen bei Explosionen u. dgl., ei
große Anzahl von Aufnahmen in der Sekunde zu
rechnet bei den Darstellungen, wie man sie im Kin
theater sieht, 16 bis 20 Aufnahmen auf die Seku
darauf ankäme, könnte der Apparat auch wohl die
von Bildern machen, aber dann gibts für die Konst
ruckweise bewegtem Film bald eine Grenze. Hier
Apparat mit kontinuierlich laufendem Film im Vo
die Zahl der Belichtungen so hoch treiben, als
empfindlichkeit des Films überhaupt gestattet. Die
Apparate mit Doppelwerk, die berufen wären, bei d
das Flimmern völlig zu beseitigen, einmal den

n, wird um so geringer, je mehr die heutigen Apparate
ınet werden.

---

ortrag, der durch Lichtbilder erläutert wurde, folgte
stration verschiedener Modelle. Vorgeführt wurde ein
er Gesellschaft Lux (Paris und Berlin), ferner Greifer,
ız, Schläger, sowie Versuchsmodelle der Firma
ıng (Düsseldorf) und ein Modell des Epicykloid-Mecha-
Prestwich (London).

Atomzerfall und Serienspekt

von A. L. Bernoulli.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung lung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 21.

(Vgl. oben S. 619.)

Wir sind gewohnt, alle Moleküle eines homog unter sich gleichartig zu betrachten und doch Annahme in gewissen Fällen als zu speziell. Bei Gelegenheit[1]) habe ich eine speziellere Formulierun schen Dissoziationshypothese gegeben, wobei ich di als kinetische Mittelwerte betrachte. So bin ich gewichtsformel gelangt, welche die sämtlichen bis d Atomgewichte mit bemerkenswerter Genauigkeit r zwar mit Hilfe einer einzigen universellen Konsta ganzzahliger Parameter p und q. Die Formel lau

$$A_{p,q} = 1{,}0104 \cdot \left(\frac{-1-\sqrt{3}}{2}\right)^{p} \cdot \left(\frac{-1+}{2}\right.$$

Diese Formel ergibt sowohl ganzzahlige als a Atomgewichtswerte.

Die Koinzidenz wird namentlich dann beson man nur die neuesten Atomgewichtsbestimmungen ja man kann geradezu sagen, daß die zeitliche A der Bestimmung ein und desselben Elementes na tischen Werten hin konvergiert.

Die speziellen zur Ableitung der obigen Form nahmen waren die folgenden: Mit LOCKYER denke chemische Element im Gaszustand oder in sta Lösung als eine nur von Druck und Temperatur standsform ein und desselben Urstoffs, z. B. des Was der Theorie der stufenweisen Dissoziation der Dä Schwefels, folgern wir, daß für jede virtuelle poly

[1]) Jahresversammlung der Deutschen Bunsengesellschaf ZS. f. Elektrochemie 13, 551, 1907.

ɜ obere Grenze von Druck und Temperatur besteht,
cher sie instabil wird. Demzufolge denke ich mir
lement als aus nicht polymerisierten Urstoffatomen
d, das zweite Element sei ein im Gleichgewichts-
indliches Gemisch der Gattungen M_1 und M_2, ein
ent bestehe aus den Gattungen M_1, M_2, M_4 usw.
ferner an, daß die Temperaturstrahlung dieser Gas-
m RAYLEIGHschen Strahlungsgesetze gehorche, so läßt
fe des zweiten Hauptsatzes schließen, daß eine be-
ıe konstanter Verteilungskoeffizienten unter sich iden-
gleich $c_v/c_v - c_p$ seien, wodurch sich die erwähnte
ɔt.

lieselben Annahmen haben mich neuerdings auf eine
heorie der Serienspektren geführt, welche nicht nur
tet, wie andere Theorien, sondern namentlich auch das
r Druckverschiebung der Serienlinien und auch das
r Bandenspektren mitumfaßt. Auch Beziehungen zu
sikalischen Gesetzen haben sich ergeben.
ue Hypothesen sind allerdings nötig. Aus den neuen
von PFLÜGER[1]) wissen wir endlich gewiß, daß sich
en des Quecksilberbogens mit steigender Belastung
tensität nach kürzerer Wellenlänge verschiebt. Wir
hst willkürlich die Entropie $S = k \cdot \lg \cdot \frac{U}{h\nu} \cdot$ h ist das

Wirkungsquantum, ν die Schwingungszahl, U die
energie. Diese Gleichung würde sich als extremer
ɜr PLANCKschen Gleichung[2]) für die Entropie der
trahlung ergeben, wenn die extreme Energiekonzen-
eine einzige Wellenlänge so groß wird, daß 1 gegen

chlässigen wäre.

haben wir in Analogie des Partialdruckes der ein-
külgattungen M_1, M_2, M_3, M_4 usw. deren Partial-
definieren. Assoziiert sich ein Gas vom Volumen v_0
olekulargewicht M_1 vollkommen zu Molekülen M_2,

---

l. Physik (4) 26, 789, 1908.
e d. Wärmestrahlung, S. 153. Leipzig 1906.

so sinkt das Volumen auf den Wert $\frac{v_0}{2}$, bei tota

zu Molekülen M_3 auf $\frac{v_0}{3}$ usw. Wählen wir v_0 zur

spricht der Reihe dieser spezifischen Partialvolum
der reziproken ganzen Zahlen.

Endlich brauchen wir noch eine bestimmte Zus
für den ionisierten Metalldampf. Nach REINGANUM[1]
Virialsatz streng die Form

$$RT = \left(p + \frac{\varphi(T)}{v^2}\right)(v - b).$$

In Anlehnung an empirische Resultate von SARE
$\varphi(T) = \frac{e^{\alpha T} + e^{-\alpha T}}{2} - k$ setzen, wo k und α s
stanten des Dampfes bedeuten.

Wir finden so schließlich die Relation

$$v = N\left(\frac{k}{p} - \frac{1}{m^2} - \frac{e^{\frac{gp}{m}} + e^{-\frac{gp}{m}}}{2p}\right).$$

Dabei ist $g = \frac{\alpha}{R}$ und N ist eine universe
Vorläufig wird $b = 0$ angenommen. Ersetzt man d
funktionen durch ihre Reihen, so wird

$$v = N\left(\frac{k-1}{p} - \frac{2 + g^2 p}{2!\,m^2} - \frac{g^4 p^3}{4!\,m^4} - \frac{g^6}{6!}\right.$$

Wir haben also eine unendliche Reihe mit
viduellen Konstanten g und k, welche mit der RIT
identisch ist[3]). Brechen wir mit dem Glied $\frac{1}{m^4}$ ab
genau die Formel von KAYSER und RUNGE vor ur
geht unsere Formel in die BALMERsche Wassers
Ferner weiß man aus der Erfahrung, daß die
VAN DER WAALSschen Gleichung und ebenso die G
Gleichung mit steigendem Atomgewicht bei verwand

[1]) Ann. d. Phys. (4) 6, 533, 1901.
[2]) C. R. 101, 994 und 1145, 1895.
[3]) Ann. d. Physik (4) 25, 665, Gl. 7, 1908; (4) 12, 26

wächst, aber weit langsamer als das Atomgewicht.
t, daß die Grenze der Serien mit steigendem Atom-
eder Vertikalreihe des periodischen Systems sich nach
ıchieben muß, ein Resultat, welches empirisch längst
Ferner ergibt die Formel, daß der Koeffizient des
$\frac{1}{m^2}$ sehr nahe universell und größer als N sein muß.
serer rein optischen Serienformel lassen sich aber
ehrt Rückschlüsse auf das mechanische Verhalten der
Gase und Dämpfe ziehen. Gilt die Formel von
. RUNGE, ist also $g > 0$, so wird das Kohäsionsglied
sgleichung positiv und das Gas dehnt sich bei kon-
ıck stärker aus als ein ideales Gas. Dies ist ja be-
ır alle Gase außer Wasserstoff der Fall. Ist dagegen
gilt die BALMERsche Formel und gleichzeitig ist zu
laß sich der Wasserstoff weniger als ein ideales Gas
wird. Man kann also direkt aus der Gültigkeit der
n Formel, d. h. aus rein optischen Messungen,
daß der Wasserstoff, wie REGNAULT sich ausdrückt,
us que parfait" ist.
nan ferner mit Hilfe des DALTONschen Gesetzes an
Partialdruckes den Gesamtdruck der die Lichtquelle
Gasatmosphäre ein, so ergibt unsere Gleichung alle
Gesetze der Druckverschiebung der Serienlinien, ein
lches besonders für die Astrophysik von Bedeutung ist.
HREYS und MOHLER [1]) verschiebt sich mit steigendem
Serie nach Rot, und zwar zunächst proportional dem
ner wächst die Verschiebung mit steigender Wellen-
lich gibt die Formel auch noch die zweite Annäherung
er, indem nach Messungen von HUFF [2]) im Cadmium-
ei sehr großem Druck die Verschiebung rascher als
der ersten Potenz wächst.
teres Problem der Spektroskopie, welches ebensowenig
ge [3]) bisher hat theoretisch behandelt werden können,

1) Phys. Journ. 6, 169, 1897; l. c. 3, 114, 1896.
2) Phys. Journ. 14, 41, 1901.
3) Theorie der Druckverschiebung von RICHARDSON (Phil. Mag. ergibt die Verschiebung 40- bis 200mal zu groß.

Atomgewichtstabelle.

Element	Internationale Werte 1908	Kinetische Werte	Beobachtete reduz. Werte Ag = 107,617 O = 16,000	(zu „
Silber, Ag	107,93	107,617	107,615	Richar
Aluminium, Al. .	27,1	27,190	—	
Argon, A	39,9	39,390	39,92	Ramsay
Arsen, As	75,0	75,323	—	
Gold, Au	197,2	196,000	196,43	Krüss
Bor, B	11,0	11,042	—	
Baryum, Ba . . .	137,4	137,160	137,046	Richar
Beryllium, Be . .	9,1	9,094	—	
Wismut, Bi . . .	208,0	207,323	—	
Brom, Br	79,96	79,600	79,723	Baxter
Kohlenstoff, C . .	12,00	12,000	—	
Calcium, Ca . . .	40,1	39,822	39,822	Richar
Cadmium, Cd . .	112,4	112,583	—	
Cer, Ce	140,25	140,554	—	
Chlor, Cl	35,45	35,504	35,503	Richar
Kobalt, Co. . . .	59,0	59,086	—	
Chrom, Cr	52,1	51,981	—	
Cäsium, Cs. . . .	132,9	132,501	132,482	Richar
Kupfer, Cu . . .	63,6	63,328	63,304	Hampe,
Dysprosium, Dys .	162,5	163,139	—	
Erbium, Er . . .	166,0	167,103	—	
Europium, Eu . .	152,0	152,210	—	
Fluor, F.	19,0	19,026	19,04	Moissa
Eisen, Fe	55,9	55,713	55,89	Richar
Gallium, Ga . . .	70,0	70,261	—	
Gadolinium, Gd .	156,0	155,942	—	
Germanium, Ge .	72,5	72,478	—	
Wasserstoff, H . .	1,008	1,010	1,010	D. Ber
Helium, He . . .	4,0	3,959	3,96	Ramsay
Quecksilber, Hg .	200,0	200,817	—	
Indium, In. . . .	115,0	115,344	—	
Iridium, Ir . . .	193,0	192,000	—	
Jod, J	126,97	126,656	126,617	Baxter
Kalium, K	39,15	38,986	38,930	Richar
Krypton, Kr . . .	81,8	81,569	81,76	Ramsay
Lanthan, La . . .	138,9	138,586	—	
Lithium, Li . . .	7,03	7,038	—	
Magnesium, Mg .	24,36	24,249	—	
Mangan, Mn . . .	55,0	55,139	—	
Molybdän, Mo . .	96,0	96,000	—	

	Internationale Werte 1908	Kinetische Werte	Beobachtete reduz. Werte Ag = 107,617 O = 16,000	Beobachter (zu „Reduzierte Werte")
. .	14,01	13,928	13,905	Richards, Ph. A. Guye
. .	23,05	22,860	22,861	Richards
. .	94,0	93,681	—	
. .	143,6	143,490	—	
. .	20,0	19,911	19,94	Ramsay
. .	58,7	58,271	—	
. .	**16,00**	**16,000**	—	
. .	191,0	189,352	—	
. .	31,0	30,906	30,90	van der Plaats
. .	206,9	205,741	206,320	Baxter
. .	106,5	106,511	—	
) .	—	210,084	210,0	Marckwald
r . .	140,5	142,014	—	
. .	194,8	193,995	—	
. .	225,0	225,167	—	
. .	85,5	85,315	85,252	Archibald
. .	103,0	102,893	—	
u .	101,7	101,452	—	
. .	32,06	32,000	32,00	Svanberg, Dumas, Struve
. .	120,2	120,666	—	
. .	44,1	44,167	—	
. .	79,2	78,781	—	
. .	28,4	28,539	—	
1 . .	150,3	150,613	—	
. .	119,0	119,464	—	
. .	87,6	87,425	87,428	Richards
. .	181,0	181,000	181,0	Hinrichsen
. .	159,0	159,200	—	
. .	127,6	128,000	—	
. .	232,5	233,085	—	
. .	48,1	48,000	—	
. .	204,1	202,903	—	
. .	171,0	170,630	—	
. .	238,5	238,800	—	
. .	51,2	51,446	—	
. .	184,0	185,438	—	
. .	128,0	129,330	—	
. .	89,0	89,578	—	
b . .	173,0	173,016	—	
. .	65,4	65,569	—	
. .	90,6	90,500	—	

ist das Problem der Bandenspektren. Mit wachs
druck geht die Dissoziation und somit auch die elek
des Gases zurück, dagegen ist jetzt b und b^2 zu
Ist also g klein und $b > 0$, so ergibt sich bei n
m die DESLANDRESsche Bandenformel.

Endlich sind noch gewisse Resonanzproblem
Zwei Elektronen von gleicher Schwingungszahl, w
selben Molekül getragen werden, befinden sich in
höchstens $^1/_{10}$ Wellenlänge. Bei diesen kleinen D
nach EKMAN[1]) an Stelle der sechs möglichen li
gungen von geringer, aber gleicher Dämpfung du
drei stärker gedämpfte und drei sehr schwach
Von jeder Gattung fallen zwei zusammen. Sichtb
nur das stark gedämpfte Dublett. Die Schwingu
in bestimmter Weise mit dem Quadrat der W
Grundschwingung ab. Aus dem Abstand der D-Linie
berechnet sich so die Dublettbreite des nächst
5,5 Å.-E. Die Messung ergibt 5,4 Å.-E. Ferner e
beobachtet, die Intensität von D_2 zu $^3/_2$ mal der Int

Neben diesem von EKMAN behandelten Fall
ist noch der andere zu betrachten, wo die gekoppe
auf verschiedenen Molekülen sitzen[2]), also sich i
Abständen (Größenordnung der mittleren Weglä
Die stark gedämpften Dubletts der Hauptserie e
weitere Serie von Dubletts mit konstanten Abstän
starken nach Rot verbreiterten Linien (II. Ne
schwach gedämpfte, also äußerst lichtschwache und
nicht beobachtete Dublett jedes Moleküls ergibt ana
Nebenserie mit relativ scharfen, aber lichtschwa
also die I. Nebenserie. Theorie und Erfahrung
beide Nebenserien die gleiche Grenze.

---

[1]) Arkiv för Matematik, Astr. och Fys. 3, Nr. 22, S.
d. Physik (4) 24, 267 und 579, 1907.

[2]) B. GALITZIN, Bull. St. Pétersbourg (5) 2, 397 und Wied.

Lumineszenzerscheinungen an blauem Flufsspat;

von Edgar Meyer.

1 der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 21. September 1908.)

(Vgl. oben S. 619.)

)ie Figuren sind auf besonderer Tafel beigefügt.

kanntlich ist ein thermophosphoreszenzfähiger Körper nge Zeit nach seiner Belichtung imstande, zu thermo-eren. Die Helligkeit dieser Thermolumineszenz nimmt r Zeit, die nach der Belichtung verstrichen ist, ab, einer genügend langen Zeit thermolumineszieren der haupt nicht mehr.

ıun von Interesse, zu wissen[1]), ob während der langen , in der der Körper nicht sichtbar strahlt, die auf-Energie, wenigstens zum Teil, doch in Form von Licht r mit außerordentlich geringer Intensität, oder aber, rungen, welche in dem Körper durch die Belichtung n sind, bei der sehr langsamen Rückwandlung bei Temperatur die aufgenommene Energie in einer m abgeben.

liesem Gesichtspunkte habe ich besonders einige Fluß-ie bekanntlich stark thermolumineszieren, untersucht ın, daß es tatsächlich bestimmte Varietäten gibt, die lich lange Zeit hindurch Licht aussenden. Bei der ehrzahl der untersuchten Kristalle wurde aber ein halten nicht gefunden. Da zu dem Lichtnachweise aphische Platte benutzt wurde, so wäre es noch ß bei diesen letzteren vielleicht extrem kurz- oder Licht ausgesandt würde. Hierüber bringen die nach-

. B. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie 4, 732; Leipzig 8, im folgenden einfach als „Handbuch“ zitiert.

folgenden Versuche keine Entscheidung. Platten nac
wurden z. B. nicht verwandt.

§ 2. Die zur Untersuchung verwandte Methode
An den Phosphoren wurde eine ebene Fläche ang
mit einer Lichtquelle bestrahlt. Nachdem eine ge
Zeit bis zur vollständigen Abklingung jeder sich
phoreszenz gewartet worden war, wurde der Körper
Fläche auf eine photographische Platte aufgelegt un
Zeit auf dieser exponiert.

Verfuhr man auf diese Weise und verwandte z. B
Strahlung diffuses Tageslicht, so ergab sich folge

A. Schwärzung der Platte wurde hervorgerufe
stehende, stark thermolumineszierende Körper:

1. Flußspat von Wölsendorf in Oberbayern[2]).
Flußspatvarietät von tief schwarzblauer Farbe, die be
Kohlenwasserstoffe abgibt[3]), und wegen des dadurch
Geruches auch unter dem Namen Stinkfluß bekann

2. Flußspat vom Säntis, Schweiz, ebenfalls v
Farbe, jedoch nicht ganz so dunkel wie der Wölsen

3. Chlorophan von Nertschinsk in Sibirien
violetter Farbe, ebenfalls eine Flußspatart.

4. Flußspat von unbekannter Herkunft, blaß v

B. Keine Schwärzung der Platte bewirkten f
falls stark thermolumineszierende Varietäten.

5. Farbloser, klarer Fluorit von Oltschialp, Be

6. Roter Flußspat aus dem Göschenenthal, Uri

7. Grüner Fluorit von dem Lanchernstock, Nid

8. Tiefblauer Fluorit von Cumberland, mit Qua

9. Klarer Flußspat mit wenigen bläulichen
Cumberland[4]).

---

[1]) V. Schumann, Ann. d. Phys. (4) 5, 349, 1901.

[2]) Bezogen von dem Rheinischen Mineralien-Kontor vo
in Bonn a. Rh.

[3]) F. Klockmann, Lehrbuch der Mineralogie, Stuttgar
S. 378.

[4]) Die Flußspatproben Nr. 2 und Nr. 5 bis 9 verdank
des Herrn Prof. Dr. Grubenmann in Zürich. Für ihre leihw
bin ich ihm zu großem Danke verpflichtet.

er Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard.

ner Flußspat, wahrscheinlich vom Gotthard, durch Bogenlicht schön blau fluoreszierend[1]).

ıfalls keine Wirkung übten folgende, stark phosphores-ɜr nicht thermoluminezierende Körper aus:

es Steinsalz von Berchtesgaden.

nes Steinsalz von Berchtesgaden.

ternschalen.

d bei den Proben Nr. 1 bis 4 die photographische rch Belichtung mit elektrischem Bogenlichte verstärkt m man bei den Proben Nr. 5 bis 14 auch bei dieser Strahlungsquelle keine Wirkung. Schloß man gut Iachleuchten aus, so erhielt man in keinem Falle zung der Platte, wenn auch z. B. der grüne Fluorit siv bestrahlt und darauf 23 Tage exponiert wurde.

ı unter A. genannten Fluoriten gibt der Flußspat von die am längsten andauernde Wirkung. Die Varietät strahlt kurze Zeit nach der Belichtung etwas stärker, sie schneller ab. Im Vergleich mit diesen beiden 'robe Nr. 3 und noch mehr Nr. 4 bedeutend weniger, auch die Wirkung ziemlich schnell ab. (Über die vgl. § 3.)

ɜam haben Nr. 1 bis 4 alle eine blaue Färbung, und rs tief blau gefärbten Proben Nr. 1 und 2 strahlen ärksten. Wenn man hierdurch auf den ersten Blick ınte, daß die Strahlung mit der Färbung in not-ısammenhang stehe, so widerspricht dem Probe Nr. 8, s eine tief blaue Färbung zeigt, aber nur durch ːtrische Funken etwas erregt werden kann.

nan den Wölsendorfer Fluorit pulverisiert, so wirkt Belichtung kaum auf die Platte ein; nur etwa noch größere Körnchen lassen eine schwache Wirkung er-ıe vielleicht in Zusammenhang hiermit stehende Beob-

---

roben Nr. 10 und 11 wurden mir von Herrn cand. chem. n Zürich überlassen, wofür ich ihm auch hier meinen besten

achtung machte DESSAIGNES[1]). Nach ihm lum
im allgemeinen erst bei weit höheren Temperat
Stücke[2]). Diese Beobachtung konnte leicht best

§ 3. Abklingung der Wirkung. Wird
Fluorit mit diffusem Tageslicht, das durch ein
gegangen ist, also keine Wellen kleiner als
enthält, bestrahlt, so wirkt er auf die photograp
48stündiger Exposition noch gut ein, wenn er
der Zwischenzeit im Dunkeln gelegen hat[3]). Ei
achtungsreihe wurde mit dem gleichen Stücke aus
es 15 Minuten mit elektrischem Bogenlichte i
bestrahlt worden war. Nach der Belichtung
1 Stunde und 20 Minuten im Dunkeln und wurd
gewöhnliche Lumièreplatte aufgelegt. Nach eine
42 Stunden und Entwickelung mit Rodinal (1
Bild von Fig. 1 erhalten. Man sieht eine schön
vielen Details, deren Ursachen aber nicht imm
stellen sind. Teilweise entsprechen die nicht w
eingesprengtem Quarz, teilweise etwas heller gef
Bei vielen nicht wirkenden Stellen jedoch ist
wirkenden am Kristall kein Unterschied zu erke
spat verblieb nun weiter im Dunkeln und wurde
wieder exponiert. Aus dieser Beobachtungsrei
Beispiele angeführt. Fig. 2a zeigt ein Bild, das
Exposition erhalten wurde, nachdem der Fluori
belichtet war. Fig. 3 ist bei 46stündiger Expos
Tagen erhalten; Fig. 4 nach 84 Tagen bei 384stün

---

[1]) J. PHIL. DESSAIGNES, Journ. de phys., de chim. et
444; 69, 169, 1809; 71, 67, 1810. Angabe nach KAYSERS

[2]) Geringere Erregung von Flußspatpulvern gegenü
durch Röntgenstrahlen erwähnen auch A. WINKELMANN
Wied. Ann. 59, 341, 1896.

[3]) Herr A. DAHMS, Ann. d. Phys. (4) 13, 453, 1904,
Wirkung von Flußspat (von blaßvioletter an Amethyst
auch schon beobachtet zu haben. Er fand, daß Flußs
photographische Wirkung ausübt, wenn auch sein Phos
dem Auge schon lange nicht mehr wahrgenommen wer
die verstrichene Zeit zwischen Erregung und Beginn de
er aber keine Angaben. Er schloß schon aus diesem
$CaFl_2$ ultraviolette Strahlung aussendet.

och Fig. 5 nach 150 Tagen Dunkelzeit bei 60tägiger
Man erkennt sofort, daß die Strahlung immer geringer
75 Tagen Dunkelzeit muß man die Expositionszeit
ergrößern, um noch merkbare Schwärzungen zu er-
emerken ist, daß die Stärke der Wirkung von Kristall
ariiert, und auch an verschiedenen Teilen desselben
ht gleich ist (ein parallel gehender Unterschied
ung des Kristalls ist nicht zu erkennen). So rühren
ler Nr. 2a und 2b von verschiedenen Seiten desselben
und sind unter ganz analogen Bedingungen erhalten.
ber nicht so intensiv wie 2a, auch nahm bei 2b die
neller ab.

naloge Resultate erhält man mit dem Flußspat vom
6 zeigt ein Bild (47stündige Exposition) nach vorher-
Belichtung mit Bogenlicht, Fig. 7 (47stündige Exposi-
einer Dunkelzeit von 22 Tagen.

gleich mit diesen starken Wirkungen strahlen der
und die Probe Nr. 4 nur sehr gering. Bei dem ersteren
hon nach 10 Tagen Dunkelzeit (38 Tage exponiert),
tzteren nach etwa 6 Tagen die Lichtaussendung fast
abgeklungen. Aus diesem Grunde wurden nur die
1 und 2 genauer untersucht.

antitative Bestimmung der Abklingung war nicht mög-
führen. Dazu wären größere, gleichmäßig strahlende
ig, die ich nicht erhalten konnte. Es kann nur soviel
len, daß die Abklingung zuerst scheinbar schneller
später. Sind die Steine stark abgeklungen, so wird
te Bestrahlung ihre photographische Wirkung wieder

in Intensitätsvergleich der photographischen Wirkungen
Nr. 1 bis 4, wie er in § 3 gegeben wurde, ist auch
eressant, weil die Proben verschiedene Thermolumines-
it besitzen. Um diese zu vergleichen, wurden mög-
n große Stücke zusammen in einen elektrischen Tiegel-
uf etwa 300° C erhitzt war, gebracht: Der Chlorophan
ei weitem am stärksten mit einem prachtvollen Grün,
e von Wölsendorf und vom Säntis strahlten ziemlich

gleich stark rosa[1]), ersterer etwas mehr. Die Pr
ein grünliches Licht von geringerer Intensität als
phan. Bekanntlich thermolumineszieren der Chloro
bei Temperaturen[2]) von 25 bis 30° C (er kann
Wärme der Hand erregt werden), während man
Proben auf etwa 100° gehen muß. Die nicht
wirkenden Proben Nr. 5 bis 7 und Nr. 9 bis 11 ther
etwa gleich stark, Nr. 8 dagegen weniger, als N
Zusammenhang zwischen der Thermolumineszenzf
beschriebenen Wirkung besteht demnach nicht,
in dem Sinne, daß derjenige $CaFl_2$, der schon be
Temperatur thermolumineszieren, auch die stärks
die Platte ausübt. Dieses wird noch durch fol
Versuch erwiesen. Ein Wölsendorfer Fluorit wu
30 Minuten lang auf 100° gehalten, wodurch
graphische Wirksamkeit verliert (§ 9). Darauf w
gebracht und nun bei dieser Temperatur mit elek
licht bestrahlt. Nachdem er sich im Dunkeln
wurde er auf die photographische Platte aufgelegt
exponiert. Die sehr gleichmäßige Temperatur de
betrug dabei 15,8° C. Durch diese Versuchsanordnu
Thermolumineszenz bedingte Strahlung ausgeschlos
wirkte aber wie sonst auf die Platte ein, nur
schneller ab.

Ebenso scheint kein direkter Zusammenha
Intensität der sichtbaren Phosphoreszenz und
photographischen Wirkung zu bestehen. Die
dazu in einem einfachen Funkenphosphorosk
Chlorophan phosphoreszierte schön grün oder bl
dorfer Fluorit hell rosa bis bläulich rosa mit la
Abklingen. Nach einer vorhergegangenen Erhi

---

[1]) Bei tieferen Temperaturen thermolumineszieren
der Wölsendorfer Flußspat auf etwa 400° C erhitzt gewes
Funken zwischen Zn-Elektroden belichtet worden, so the
schön blau. Diese letztere Beobachtung machte H. Be
Chlorophan. C. R. 112, 557, 1891.

[2]) E. Becquerel, La Lumière ses Causes et ses Effet

[3]) Edgar Meyer, diese Verhandlungen, S. 658—661.

folgender Belichtung mit elektrischen Funken phos-
er bläulicher. Die Probe vom Säntis leuchtete violett
ßlich rosa. Die Intensitäten des Phosphoreszenzlichtes
ch etwa wie bei der Thermolumineszenz. Zu bemerken
ohl bei der Phosphoreszenz als auch bei der Thermo-
sich die einzelnen Stücke nicht gleichmäßig verhielten,
em gleichen Stücke kamen verschiedene Farben vor.

Erregende Strahlung. Um festzustellen, welche
den beschriebenen Effekt hervorrufen, wurden voll-
geklungene Steine durch verschiedene Filter[1]) hindurch
indung mit Wasserfiltern zur Absorption der Wärme-
ichtet. Die Ergebnisse sind folgende:

Wölsendorfer Flußspat wird durch den (ungefähren)
ch

= 750 $\mu\mu$ bis λ = 500 $\mu\mu$ nicht erregt[2]),
= 500 „ λ = 470 sehr schwach,
= 470 „ λ = 410 gut } Diese beiden Bereiche
= 380 „ λ = 340[3]) gut } erregen fast gleich stark.

ahlung der Quarzquecksilberlampe erregt sehr stark.
sche Funken zwischen Zn-Elektroden erregen am

dem Flußspat vom Säntis erregten:

= 750 $\mu\mu$ bis λ = 555 $\mu\mu$ nicht,
= 555 „ λ = 470 gut,
= 470 „ λ = 410 sehr gut.

Chlorophan wurde erregt durch:

= 750 $\mu\mu$ bis λ = 470 $\mu\mu$ nicht,
= 470 „ λ = 410 gut.

Filter wurden zum größten Teile die Flexoidlichtfilter nach
itzt; ferner auch gewöhnliche, verschieden gefärbte Gelatine,
sche $CuSO_4$-Lösung, Kobaltglas, Quarz, Glas, Glimmer usw.
den Versuchen mit längeren Wellen wurden panchromatische
Lomberg verwandt.
Herstellung dieses Bereiches geschah vermittelst eines Woodschen
lters (bezogen von Leyboldt in Cöln) in Verbindung mit einer
eibe. Vgl. hierüber: R. W. Wood, Phys. ZS. 4, 337, 1903 und
, ebenda 5, 415, 1904.

Bei dem Vergleich dieser Resultate sieht ma
fallende Strahlung die Flußspate um so mehr
sie nach dem Ultraviolett hin reicht. Bemerk
der Fluorit vom Säntis auch schon durch Stra
$\lambda = 555\,\mu\mu$ an erregt wird, bei ihm reicht als
grenze am weitesten in das sichtbare Gebiet hin

Bekanntlich haben die roten und ultrarot
Eigenschaft, daß sie bei vielen Körpern (nach eine
Anfachung) die Phosphoreszenz auslöschen. Die
der Fall. Nach Erregung eines Kristalls wurde
im Dunkeln gehalten, die andere nochmals
$\lambda = 750$ bis $595\,\mu\mu$ bestrahlt. Es zeigte sich
nachher noch mit rotem Lichte bestrahlte S
graphische Platte weniger geschwärzt hatte, wo
auslöschende Wirkung des Bereiches $\lambda = 750$
gezeigt wird.

§ 6. Einfluß der Belichtungsdauer. Mi
erregenden Strahlung wächst auch die Intensität
Energie. Doch gilt dies nur für kurze Zeiten. Ha
dauer einen gewissen Betrag überschritten, so
Erregung keine Wirkung mehr aus. Als Beispi
angeführt. Ein Wölsendorfer Fluorit gibt bei
Strahlung $\lambda = 410$ bis $470\,\mu\mu$ und einer Belich
5 Sekunden bei 71stündiger Exposition keine Wi
Belichtungsdauer von 30 Sekunden bei 47stün
eine geringere Wirkung als bei einer Belich
60 Sekunden bei 47stündiger Exposition. Noch
Wirkung bei einer Belichtungsdauer von 600 Sek

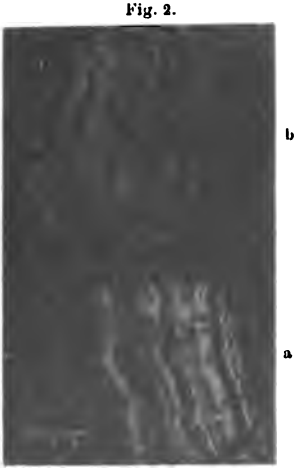
Bei dem Fluorit vom Säntis macht es kei
mehr, ob er 22 Minuten oder 45 Minuten bestra
von dem Einflusse der Belichtungsdauer frei zu s
mindestens 30 Minuten, meistens aber 45 Minute

§ 7. Ausgesandte Strahlung. Um festz
Art die von den Fluoriten ausgesandte Strahlung

---

[1]) Sehr bemerkenswert ist, daß J. Precht (Wied.
bei Flußspat, der durch Röntgenstrahlen erregt wurde,
Fluoreszenz mit der Zeit beobachtete.

Fig. 2.



b

a

Platte Nr. 69. Wölsend. Fluorit.
46^{h} Exp. 5 Tage unbelichtet.

Fig. 3.

Platte Nr. 75. Wölsend. Fluorit.
46^{h} Exp. 9 Tage unbelichtet.

ıd. Fluorit.
mit Bogen-
lzeit 1^{h} 20′.

Fig. 5.

Platte Nr. 230. Wölsend. Fluorit.
1440^{h} Exp. 150 Tage unbelichtet.

Fig. 6.

Platte Nr. 88. Säntis-Fluorit.
47^{h} Exp. Vorher 15′ mit Bogenlicht bestrahlt. Dunkelzeit 30′.

·end. Fluorit.
· unbelichtet.

Fig. 8.

Platte Nr. 240. Säntis-Fluorit.
Belichtet mit λ = 700 — 470 $\mu\mu$.
Halb auf Filter durchlässig für
λ = 470 — 410 $\mu\mu$.

Fig. 9.

Platte Nr. 296. Säntis-Fluorit.
Belichtet mit λ = 700 — 250 $\mu\mu$.
Halb auf Filter durchlässig für
λ = 470 — 410 $\mu\mu$.

ıntis-Fluorit.
unbelichtet.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

ı. Nachdem die Stücke im allgemeinen mit Bogen- = 750 bis 250 $\mu\mu$, bestrahlt worden waren, wurden f die photographische Platte, aber unter Zwischen- chiedener Filter, aufgelegt.

ıische Einwirkung ausgeschlossen ist, wurde dadurch die ganze Platte mit Glimmer oder Glas bedeckt durch diese Filter hindurch bildeten sich die Steine ıils ab[1]).

ırchlässig erwiesen sich schwarzes Papier, sowie twa 0,002 mm Dicke (auch bei 60 tägiger Exposition). ırchlässig war Kobaltglas von 2,25 mm Dicke.

ıhlässig (in abnehmender Reihenfolge) zeigten sich: , farblose Gelatine (0,07 mm), Glas (1 mm), Glimmer

ıssende Verwendung dieser, sowie der in § 5 er- r konnte festgestellt werden, daß:

ılsendorfer Flußspat Strahlung aussendet von ungefähr

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 515\,\mu\mu$ nicht,
$\lambda = 515$ „ $\lambda = 410$ wenig,
$\lambda = 410$ „ $\lambda = 340$ viel,
$\lambda < 340$ noch etwas,

eschlossen wurde, daß Glas etwas mehr absorbierte

luorit vom Säntis strahlte von ungefähr

$\lambda = 750\,\mu\mu$ bis $\lambda = 595\,\mu\mu$ nicht,
$\lambda = 595$ „ $\lambda = 470$ gut,
$\lambda = 470$ „ $\lambda = 410$ gut,
$\lambda = 410$ „ $\lambda = 340$ sehr gut.

i diesen Versuchen wurden bei den längeren Wellen uch rotempfindlichen panchromatischen Platten von wandt.

sich also ergeben, daß die von dem Wölsendorfer andte Strahlung zum größeren Teile im Ultraviolett = 400 bis 340 $\mu\mu$), im sichtbaren Gebiet reicht sie

---

ıatürlich die Dicke der Filter sehr groß war, etwa 4 mm Glas, ein verschwommenes Bild.

aber noch bis etwa $\lambda = 500\,\mu\mu$. Die Strahl
vom Säntis reicht etwas weiter nach längeren
$\lambda = 590\,\mu\mu$).

§ 8. Das STOKESsche Gesetz scheint gülti
geht schon allgemein aus einer Vergleichung der Z
§ 7 hervor, wird aber noch durch folgende Vers

1. Ein Stück vom Säntis wurde eine Stund
gelbgrünes Filter, durchlässig von etwa $\lambda = 4$
Verbindung mit einem Wasserfilter mit Boge
Nach § 5 wird hierdurch der Fluorit erregt. W
der Exposition zwischen dem $CaFl_2$ und der Pl
filter gebracht, das nur von etwa $\lambda = 410$ bis 4
war, so entstand unter dem Filter keine Schwä
Fig. 8 zeigt dieses Resultat (Exposition 240 Stu
gleich dient Fig. 9 (48 Stunden exponiert), die ze
Filter durchläßt, wenn der Stein mit $\lambda = 750$
wurde.

2. Erregt man Wölsendorfer $CaFl_2$ mit $\lambda =$
so absorbiert Glas (1 mm) stärker als Quarz (1
Erregung jedoch durch $\lambda = 470$ bis $410\,\mu\mu$
Absorption von Glas und Quarz kein Unterschi
dieses besagt, daß im zweiten Falle keine Stra
etwa $\lambda = 340\,\mu\mu$ ausgesandt wurde.

§ 9. Einfluß einer Erhitzung. Intere
ergeben sich, wenn man die Steine nach der Bel
Hält man sie etwa auf 98,5° C, so wirken sie nic
Platte ein, selbst bei Expositionszeiten von 38 Ta
durch erneute Bestrahlung mit Tages- oder B
erregt.

Ist man aber bei der Erhitzung z. B. bei d
$CaFl_2$ bis etwa 230 bis 260° gegangen, so ist d
verschwunden; es ist aber jetzt nicht mehr mö
durch Tages- oder Bogenlicht zu erregen. Es
ob bei dieser Temperatur eine Änderung in de
sich ginge. Nur mit Funken oder der Quarzquec
eine erneute Erregung immer möglich. Dieselbe
wenn die Steine auf helle Weißglut erhitzt word
sie ihre blaue Farbe vollkommen verloren und ga

:zung auf 250° C behalten die Steine ihre Farbe, es ist
:den zu beobachten. Zu bemerken ist, daß die Ab-
durch Funken neu erregten Strahlung durch die
ne Erhitzung auf helle Rotglut nicht merklich be-

Stück eines Wölsendorfer Kristalls nach der Er-
ber 250° C lange Zeit intensiv mit Funken zwischen
bestrahlt, so zeigt er sich nach vollkommener Ab-
leicht wieder etwas empfindlicher für Bogenlicht.
ierung ist aber jedenfalls sehr gering [1]).
auch die Phosphoreszenz der Kristalle parallel diesen
suchen im Funkenphosphoroskop untersucht. Es
doch, daß die Phosphoreszenzfähigkeit sich nicht
dert, auch wenn die Kristalle stark geglüht und
geworden waren.
e von dem Wölsendorfer und dem Säntis-Fluoriten
trahlung rührt von der in den Kristallen bei der
ıfgespeicherten Energie her, die sich als sichtbares
· Thermolumineszenz offenbart. Wenn dieses schon
§ 3 Mitgeteilten hervorgeht, so beweisen das noch
uche:
nem Wölsendorfer Fluoriten, der 214 Tage im Dunkeln
, wobei seine photographische Wirksamkeit stark
war, wurden zwei möglichst gleich große Stücke
und zusammen in einen elektrischen Tiegelofen
auf 160° C gehalten wurde. Das eine Stück wurde
dem Versuche 30 Sekunden mit Bogenlicht bestrahlt.
, daß die Thermophosphoreszenz des nicht bestrahlten
viel später erst sichtbar wurde, und dann auch bei
so hell war, wie die des bestrahlten.
ebensolche Wölsendorfer Fluorite, die aber schon
64° C erhitzt worden waren, wurden wie unter a)
er eine Stein war vor dem Versuch mit Bogenlicht,
mit elektrischen Funken bestrahlt worden. Jetzt

ıt steht hiermit in Zusammenhang, daß, wie Ph. Pearsall
Flußspat sich unter der Einwirkung von Funken blau färbt.
77, 267, 1831.

zeigte sich, daß der erstere überhaupt nicht oder luminesziert, der letztere aber gut[1]). Erst bei etw luminesziert das mit Bogenlicht bestrahlte Stück g noch schwächer als das mit Funken belichtete.

Man sieht also, daß hier immer die photograph parallel der aufgespeicherten Energie verläuft, v der Thermolumineszenz bei niedrigerer Temperat § 9 wirkt ja ein einmal auf 264° C erhitzt gewesen Fluorit nach Bestrahlung mit Bogenlicht nicht Platte ein, wohl aber bei Erregung mit Funkenlic

Ein analog ausgeführter Versuch mit dem Nr. 11 ergab auch eine starke Abnahme der The in 132 Tagen Dunkelzeit. Da aber dieser Kristall auf die Platte einwirkt, so muß hier die aufgespe ebenso wie bei den Proben Nr. 5 bis 10 in ande leicht als Wärme, ausgegeben werden.

§ 11. Um zu untersuchen, ob auch noch Wölsendorfer Fluorit strahlt, wurde ein größeres Sti durchgebrochen, und nun die natürliche Bruchflä exponiert. Bei einer Exposition von 60 Tagen tatsächlich eine sehr geringe Schwärzung[2]). Zur E Erscheinung mag folgendes dienen. Wenn man sichtigem Material große Blöcke nimmt, sie im schlägt, und die innersten Teile, welche also nie haben, erhitzt, so thermolumineszieren sie auch, also aufgespeicherte Energie. E. Wiedemann[3]) v

[1]) Auch ein bis zur Weißglut erhitzter Wölsendorfer C Funkenbelichtung seine Thermolumineszenzfähigkeit wiede Verhalten ist für verschiedene Flußspatarten gefunden we Dessaignes, Journ. de phys., de chim. et d'histoire natu Pl. Heinrich, Die Phosphoreszenz der Körper ..., II. Abhs Th. J. Pearsall, Pogg. Ann. 20, 252, 1830. — Dasselbe fi lung mit elektrischer Büschelentladung und Röntgenstr Magnesium- und Sonnenlicht: J. Trowbridge und J. E. Bu (5) 45, 100, 1898. — Dasselbe für Radiumstrahlung: H. 129, 912, 1899. — Vgl. auch H. Kayser, Handbuch IV, §

[2]) Man könnte hier an eine Erregung durch die bei tretende Tribolumineszenz denken. Doch widerspricht de einer solchen Fläche, wobei starke Tribolumineszenz ent nicht merklich steigert.

[3]) Siehe H. Kayser, Handbuch IV, S. 669.

vorhergehende Erregung durch die Strahlen sehen, welche von dem im Erdinnern vorhandenen Radium ausgehen. Hiermit würde auch folgendes übereinstimmen. Da violetter $CaFl_2$, der durch Erhitzen auf Rotglut entfärbt worden ist, durch Radium wieder gefärbt wird, so meint BERTHELOT[1]), daß auch in der Natur der blaue Fluorit dem Radium seine Farbe verdanke.

§ 12. Photoelektrischer Effekt. Von ELSTER und GEITEL[2]) ist nachgewiesen worden, daß der Wölsendorfer Fluorit photoelektrisch wirksam ist, und daß bei vielen Substanzen die photoelektrische Wirksamkeit der Phosphoreszenzfähigkeit parallel läuft. Es wurde daher untersucht, ob etwa auch der photoelektrische Effekt bei den Proben Nr. 1 bis 4 der hier beschriebenen Wirkung parallel verläuft. Es ist dies aber nicht der Fall, denn die Größe des Photoeffektes ist bei allen Arten Nr. 1 bis 4 ziemlich gleich, bei Nr. 1 sogar etwas kleiner.

§ 13. Wie in § 7 gezeigt worden ist, wird von den untersuchten Fluoriten zum größten Teil ultraviolettes Licht ausgesandt. Ob dieses nun aus einem kontinuierlichen Spektrum besteht oder nicht, konnte bei der schwachen Strahlung nicht untersucht werden. Anzunehmen ist aber, daß man es mit einem diskontinuierlichen Spektrum zu tun hat, da schon von DE WATTEVILLE[3]) gefunden wurde, daß das durch Funken erregte Phosphoreszenzspektrum des Flußspates auch aus scharfen Linien im Ultraviolett besteht[4]).

Die hier beschriebenen Versuche stehen auch in einem gewissen Zusammenhange mit einem Resultat, das früher LENARD und KLATT[5]) gefunden haben. Nach diesen Beobachtern verhält

---

[1]) M. P. E. BERTHELOT, C. R. **143**, 477, 1906.

[2]) J. ELSTER und H. GEITEL, Wied. Ann. **44**, 722, 1891.

[3]) C. DE WATTEVILLE, C. R. **142**, 1078, 1906.

[4]) Ferner fand G. URBAIN (C. R. **143**, 825, 1906), daß Chlorophan unter Kathodenstrahlen ein diskontinuierliches Spektrum aussendet, das ebenfalls Ultraviolett enthält. P. SCHUHKNECHT (Dissert. Leipzig 1905) fand dasselbe für Erregung durch Röntgen- und Kathodenstrahlen. A. WINKELMANN und R. STRAUBEL (Wied. Ann. **59**, 336, 1896) finden ultraviolette Strahlung bei Flußspatkristallen, die durch Röntgenstrahlen erregt sind, wohingegen W. RADEBOLDT bei Erregung seiner Flußspatkristalle durch Röntgenstrahlen nur sichtbares Licht nachweisen konnte (Dissert. Rostock 1903).

[5]) P. LENARD und F. KLATT, Ann. d. Phys. (4) **15**, 458, 1904; vgl. auch H. KAYSER, Handbuch IV, S. 669.

sich nämlich Flußspat etwas anders als die üb
Wenn man ihn auf konstanter höherer Temper
gehalten hat, bis er nicht mehr phosphoresziert,
Dunkeln abkühlen und erhitzt ihn wieder auf
von neuem Licht, wenn auch schwächeres, und da
mehrere Male wiederholen, bevor das Leuchten
LENARD und KLATT erklären dies durch die Ann
spat sende außer dem sichtbaren auch ultravio
welches viel langsamer abklinge, und sichtbares
licht zu erregen vermöge. Ist er also bei 90° s
geworden, so strahlt er in Wahrheit noch Ultravi
ein Teil durch den Kristall selbst wieder aufg
und beim nächsten Erwärmen als sichtbares Lich
kommt.

Wenn sich diese Versuche von LENARD und
blaue Varietäten beziehen, was aus der Arbei
scheint, so wird durch die vorliegenden Vers
Hypothese nur teilweise gestützt. Der Erhitzungsv
in § 9 würde ihr widersprechen.

§ 14. Was die verwendeten Plattensor
ist folgendes zu sagen. Gewöhnliche Platten von
sich am besten zu den Versuchen, weniger emp
orthochromatischen (grüngelb empfindlichen) Plat
und die Perortoplatten (grün Siegel) von PERUT
wenden sind ferner auch die panchromatischen
empfindlichen) Platten von LOMBERG (in Langenh
Gar keine Wirkung zeigen merkwürdigerweise Pl

§ 15. Zusammenfassung. Es ist gezeig
einige blau gefärbte, stark thermolumineszierend
besonders die von Wölsendorf und vom Säntis, na
gegangenen Belichtung während der langsamen
Thermolumineszenz bei gewöhnlicher Tempera
größten Teile ultraviolette Strahlung aussenden.
die allmählich abklingt, konnte bisher in einem
150 Tagen Dunkelzeit nachgewiesen werden. Bei
auf 230 bis 260° C verlieren die Fluorite diese
Bestrahlung mit Tages- oder Bogenlicht. Funke
Strahlung der Quarzquecksilberlampe ruft aber d

, auch wenn die Fluorite auf helle Rotglut erhitzt
ıes die wahrscheinliche innere Ursache[1]) der Er-
, muß wegen des Mangels einer guten Theorie der
ız dahingestellt bleiben.

DENTOPF (diese Verh. 9, 621, 1907; Phys. ZS. 8, 851, 1907)
n worden, daß sich auf frischen Spaltflächen von Flußspat
ve Färbung mit Kathodenstrahlen metallisch glänzende Über-
rstellen lassen. Es konnte daher vermutet werden, daß viel-
ıriebene Wirkung auf eine an der Oberfläche ausgeschiedene
Schicht zurückzuführen sei. Ein Versuch zeigte aber, daß
lich nicht der Fall ist. Nachdem ein Wölsendorfer Stück
nlicht bestrahlt worden war, wurde es mit Salzsäure und
elt, um das eventuell ausgeschiedene Ca fortzubringen. Die
: Wirksamkeit des $CaFl_2$ wurde aber durch diese Behand-
t im geringsten geändert.

im Sept. 1908. Physikal. Institut der Universität.

Notiz über ein einfaches Phosphor
von Edgar Meyer.

Im folgenden möchte ich kurz ein einfaches
beschreiben, das sich mit sehr geringen Mitteln
und bei der Untersuchung phosphoreszierender S
Dienste leistet.

Neben dem komplizierteren Phosphoroskop von
oder dem durch E. WIEDEMANN[2]) etwas modifizi
bei denen beiden zur Erregung der Phosphoresz
nuierliche Lichtquelle verwandt wird, sind noch
Phosphoroskope angegeben worden. Diese verwe
Erregung den elektrischen Funken oder Kathode
derartigen Konstruktionen seien genannt die
CROOKES[4]), WIEDEMANN und SCHMIDT[5]), WATTEV
besonders einfache von LENARD[7]). Der von
Apparat schließt sich zwar den erwähnten Ausfü
doch glaube ich, daß eine kurze Beschreibung n
Er verbindet die Vorteile eines Quecksilberunterb
Primärkreis des Induktoriums mit dem Vorteile
Anordnung von LENARD), daß man die Zeit zwisch
der phosphoreszierenden Substanz und ihrer Beob
hältnismäßig starkem Grade variieren kann.

---

[1]) C. BECQUEREL, Recherches sur divers effets lumi
de l'action de la lumière sur les corps. Ann. chim. phy

[2]) E. WIEDEMANN, Über Fluoreszenz und Phosphore
34, 446, 1888.

[3]) LABORDE, Phosphoroscope électrique, C. R. 68, 1

[4]) W. CROOKES, On radiant matter spectroscopy: F
residual glow. Proc. Roy. Soc. 42, 111, 1887.

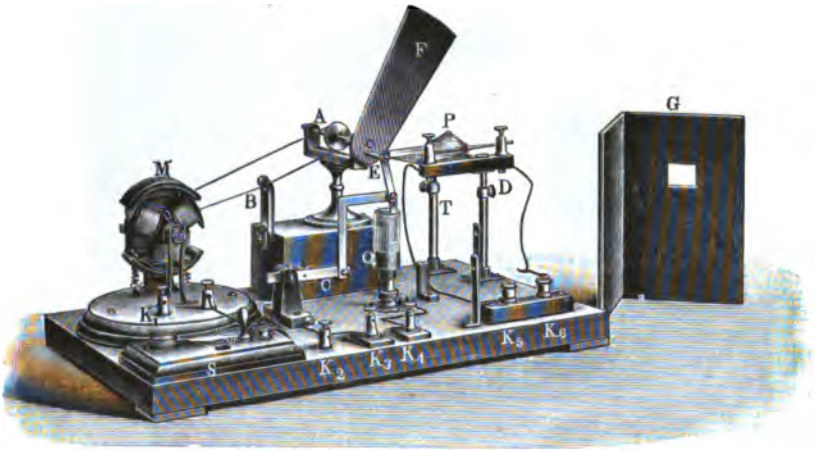
[5]) E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT, Über Lumi
Körpern und festen Lösungen. Wied. Ann. 56, 239, 18
angegebenen Phosphoroskop dient eine Influenzmaschine
Funken.

[6]) C. DE WATTEVILLE, Sur un nouveau dispositif po
des corps phosphorescents. C. R. 142, 1078, 1906.

[7]) PH. LENARD, Notiz über ein Phosphoroskop mit F
Ann. 46, 637, 1892.

In etwa 9,6 cm über dem Grundbrette des Apparates (vgl. Fig. 1) befindet sich eine Achse A, die durch einen kleinen Elektromotor[1]) M angetrieben wird. Als Motor ist ein solcher verwendet, wie man ihn für 3 bis 4 ℳ in Spielwarengeschäften kaufen kann. Er wird mit 4 Volt, unter Vorschaltung von Widerstand, betrieben. Dadurch ist es ermöglicht, die Umdrehungsgeschwindigkeit zu regulieren. S ist der Einschalter für den Motor, K_1 und K_2 die zugehörigen Klemmen. B ist eine kleine Vorrichtung, die in leicht ersichtlicher Weise zum Spannen des Schnurlaufes dient. Auf der Achse A sitzt der Flügel F, ein

Fig. 1.

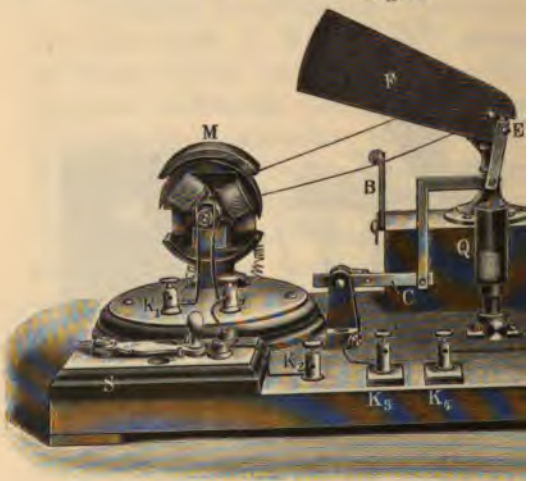


Kreissegment aus Weißblech von etwa 9 cm Länge und 4 cm Breite an der Peripherie, das mit schwarzem Mattlack angestrichen ist. Gleichzeitig wird durch die Achse A vermittelst des Exzenters E der Quecksilberunterbrecher Q angetrieben. C ist eine Führung für den sich auf und ab bewegenden Unterbrecherstift, der an dem unteren Ende einen angeschweißten Platindraht trägt. Das Quecksilbergefäß läßt sich durch eine Schraube in veränderlicher Höhe festklemmen. Die Klemmen des Unterbrechers, der in den primären Kreis eines Induktoriums eingeschaltet wird, sind K_3 und K_4. D ist die Funkenstrecke, die von zwei Zinkelektroden

[1]) Man tut gut daran, einen Motor mit dreiteiligem Anker zu verwenden, damit er in jeder Lage von selbst angeht.

gebildet wird, und die sich auch, wie man
in der Höhe verstellen läßt. K_5 und K_6
strecke gehörenden Klemmen, die mit den
Induktoriums, bei parallel geschalteter Kapazi
T ist ein kleines Tischchen, auf das die zu u
(in der Figur P) aufgelegt wird; es läßt
Höhe verstellen. G ist eine Blende aus
Holze, die vor die Funkenstrecke gesetzt
mittelst dreier kleiner Stützen festgehalten

Fig. 2.



das Auge des Beobachters vor reflektiert
dem Funken des Unterbrechers zu schütz
Apparat bei eingesetzter Blende.

Durch Verstellen von Q und D, sowie d
strecke ist es nun leicht zu erreichen, d
funken des Induktoriums bei D überspri
dann, wenn der Flügel F sich zwischen d
der Blende G befindet. Das vor die Blend
Beobachters sieht also dann den Funken ni
nach dem Funkenübergang hat sich dann
man die zu untersuchende Substanz, die dic
strecke aufgestellt ist, sehen kann. Ein et
leuchten, d. h. Phosphoreszenz, ist dann zu

Die Anzahl der Umdrehungen des Flügels F ließ sich durch den Widerstand, der dem Motor vorgeschaltet war, zwischen 4 bis 15 pro Sekunde variieren, wie mit einem Tourenzähler konstatiert wurde. Da der Abstand der Funkenstrecke von der Achse A 7 cm beträgt, die Breite des Flügels F an dieser Stelle 3,8 cm, so kann man also die Zeit zwischen der Erregung der phosphoreszierenden Substanz und ihrer Beobachtung etwa zwischen 0,01″ und 0,003″ variieren. Dabei ist angenommen, daß der Funken gerade dann überspringt, wenn die Mitte des Flügels ihn passiert. Verwendet man einen etwas besseren Motor, so wird man dieses Zeitintervall nach beiden Seiten hin noch bedeutend vergrößern können.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß man sich auf noch einfachere Weise ein gutes Phosphoroskop herstellen kann, falls ein Turbinenunterbrecher vorhanden ist. Zu diesem Zwecke braucht man nur auf dessen Achse eine Scheibe aufzusetzen, die an ihrer Peripherie ein Loch besitzt. Die Funkenstrecke wird unter der Scheibe angebracht, der Beobachter sieht in vertikaler Richtung von oben her.

Zürich, im August 1908. Physikal. Institut der Universität.

Über Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen;

von G. Berndt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 21. September 1908.)

(Vgl. oben S. 620.)

Ob die Suszeptibilität $\varkappa$ der para- und diamagnetischen Körper (abgesehen von denen der Eisengruppe und einigen Legierungen) konstant ist oder mit der Feldstärke H variiert, ist trotz der zahlreichen Arbeiten hierüber[1]) noch nicht entschieden. Nur beim Eisenoxyd hatten KÖNIGSBERGER[2]) und ST. MEYER[3]) eine Abnahme von $\varkappa$ mit wachsendem H, ferner Andeutungen von Hysteresis und remanentem Magnetismus beobachtet.

Es wurde deshalb versucht, mit Hilfe des ballistischen Verfahrens eine vollständige Hysteresisschleife beim Eisenoxyd aufzunehmen. Die zu untersuchende Substanz wurde in die Form eines Stabes von 20 cm Länge und etwa 4 cm Durchmesser gebracht und befand sich in einem geschlitzten Messing- oder einem Glasrohre. Die unmittelbar darüber gewickelte Sekundärspule besaß gegen 12000 Windungen, die Primärspule 200 Windungen pro Centimeter. Da die in der kernlosen Spule induzierte elektromotorische Kraft sehr groß war, wurde sie durch eine zweite Spule von ähnlichen Dimensionen fast völlig kompensiert und der kleine übrig bleibende Galvanometerausschlag in Rechnung gesetzt. Die Substanzen wurden bei verschiedener Dichte, fest gestampft und lose eingefüllt, untersucht. Eine Korrektion wegen des entmagnetisierenden Einflusses der Enden dieser verhältnismäßig starken Stäbe war nicht nötig, da die erzielte Intensität der Magnetisierung I nur von der Größenordnung 0,2 absoluter Einheiten im Maximum war. Ebenso kam auch die Korrektion in Fortfall, die dadurch bedingt ist, daß nicht der ganze Quer-

---

[1]) Die Literatur siehe bei WINKELMANN, Handbuch der Physik, 2. Aufl. 5, 283 ff.

[2]) J. KÖNIGSBERGER, Wied. Ann. 66, 727, 1898.

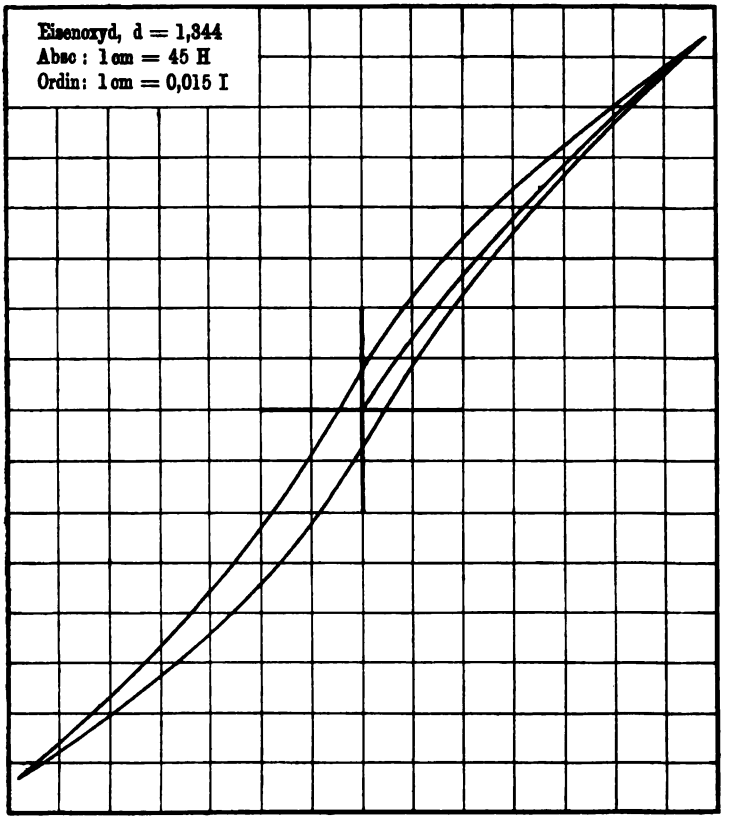
[3]) ST. MEYER, Wied. Ann. 69, 236, 1899.

schnitt von der zu untersuchenden Substanz erfüllt ist, weil der Ausschlag direkt proportional I war. Die mittlere Feldstärke wurde nach der Formel

$$H = \frac{2\pi n i}{10} \frac{2}{l-2a} \left(\sqrt{r^2+(l-a)^2} - \sqrt{r^2+a^2}\right)$$

berechnet, wo bedeuten: n die Windungszahl pro Centimeter, i die Stromstärke in Ampere, l die Länge der Spule, r ihren mittleren

Fig. 1.

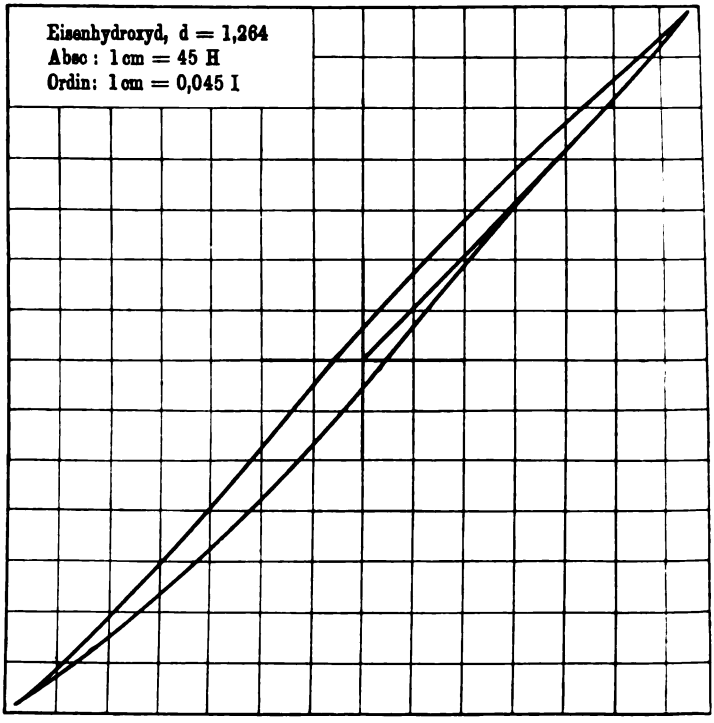


Radius und a den Abstand des Kernendes vom Spulenende. Das Feld der Primärspule ist wegen ihres verhältnismäßig großen Querschnittes nicht ganz homogen; da indes die Suszeptibilität

nur wenig mit der Feldstärke variiert, ist der hierdurch verursachte Fehler nicht beträchtlich.

Von den untersuchten Substanzen zeigen Eisenoxyd und Eisenhydroxyd (entstanden durch allmähliche Oxydation des Carbonats und deshalb verunreinigt durch Carbonat und Oxyd) ausgesprochene Hysteresis und remanenten Magnetismus. Bei Eisenchlorid, Ferro- und Ferrisulfat ließ sich mit meinen Hilfsmitteln keine Hysteresis nachweisen. Als Beispiel für das Ver-

Fig. 2.



halten der Substanzen sind in Tabelle 1 und 2, sowie in Fig. 1 und 2 die Ergebnisse eines vierstufigen Versuches an Eisenoxyd (Dichte $d = 1{,}344$) und Eisenhydroxyd ($d = 1{,}264$) wiedergegeben.

Die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke ergibt sich aus Tabelle 3. $\varkappa$ ist angegeben für 1 g, multipliziert mit 10^6.

Tabelle 1. Eisenoxyd.

H	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*
+ 49,9	+ 0,0230	+ 154,9	+ 0,0612	- 49,9	-0,0186	-152,5	-0,0611	+ 49,9	+ 0,0184
+ 102,0	+ 0,0427	+ 100,9	+ 0,0469	-100,9	-0,0401	-100,9	-0,0470	+ 102,0	+ 0,0397
+ 154,1	+ 0,0591	+ 49,0	+ 0,0306	-154,8	-0,0582	- 49,9	-0,0307	+ 152,9	+ 0,0576
+ 205,0	+ 0,0737	0,0	+ 0,0072	-203,9	-0,0730	- 0,0	-0,0076	+ 202,7	+ 0,0723

Tabelle 2. Eisenhydroxyd.

H	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*
+ 52,9	+ 0,0548	+ 151,9	+ 0,1674	- 51,9	-0,0436	-151,6	-0,1638	+ 51,5	+ 0,0455
+ 101,6	+ 0,1064	+ 101,6	+ 0,1231	-101,5	-0,1008	-101,5	-0,1217	+ 101,6	+ 0,1035
+ 152,3	+ 0,1582	+ 51,9	+ 0,0756	-152,0	-0,1554	- 52,0	-0,0739	+ 151,6	+ 0,1578
+ 202,6	+ 0,2078	0,0	+ 0,0191	-202,1	-0,2058	- 0,0	-0,0169	+ 202,0	+ 0,2072

Tabelle 3. Suszeptibilität.

Eisenoxyd		Eisenhydroxyd	
H	*x*	*H*	*x*
+ 27,0	354	+ 27,1	811
+ 45,6	344	+ 45,2	819
+ 67,6	325	+ 67,1	818
+ 88,4	314	+ 87,8	815
+ 113,6	301	+ 111,8	809
+ 133,3	290	+ 131,0	804
+ 155,5	280	+ 153,1	797
+ 175,7	271	+ 176,1	791
+ 201,7	262	+ 203,0	782

Um den Einfluß der Stufenzahl hervortreten zu lassen, sind in Tabelle 4 zusammengestellt: die Remanenz in Prozenten der maximalen Intensität der Magnetisierung (R Proz.), die Koerzitivkraft in Prozenten der maximalen Feldstärke (C Proz.), die für 200 Gauss erreichte Intensität der Magnetisierung (I), der Energieverlust pro Zyklus und Cubikcentimeter in Erg (E), die Temperatur t und die maximale Feldstärke.

Bei beiden Substanzen wachsen R Proz., C Proz., I und E mit abnehmender Stufenzahl; die Suszeptibilität nimmt beim Eisen-

Tabelle 4. Zusammenstellung.

Material und Dichte	Stufenzahl	R Proz.	C Proz.	I	E	t	Max. Feldstärke
Fe_2O_3 1,344	9	8,2	5,4	0,0713	2,33	18,6	200
	4	10,1	6,8	0,0721	3,09	18,1	200
	2	10,9	7,1	0,0740	3,11	18,3	200
	1	11,2	8,6	0,0760	3,14	18,0	200
Fe_2O_3 1,344	4	11,8	6,5	0,0763	10,81	22	400
	1	11,8	7,3	0,0777	11,18	27	400
Fe_2O_3 0,576	4	9,1	5,3	0,0329	1,06	17,5	200
	1	12,0	7,2	0,0338	1,64	17,5	200
$Fe(OH)_3$ 1,264	9	7,6	6,9	0,1952	6,90	16,6	200
	4	8,6	7,5	0,2048	8,16	16,6	200
	2	8,7	7,8	0,2073	9,61	16,6	200
	1	9,2	8,7	0,2106	10,15	16,6	200
$Fe(OH)_3$ 0,734	4	8,2	7,1	0,1223	4,80	17,3	200
	1	9,5	7,7	0,1207	5,80	17,3	200

oxyd mit wachsender Feldstärke ab, und zwar um so langsamer, je größer die Feldstärke; beim Eisenhydroxyd wächst sie dagegen zunächst mit wachsender Feldstärke, erreicht ein Maximum und nimmt dann erst wieder ab.

Cöthen (Anhalt), Physik. Labor. des Polytechnikums.

Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur[1]*;*

von J. Drecker.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 620.)

In den ältesten Zeiten der Menschheit war das kleinste Zeitmaß der Tag, d. h. die Zeit zwischen Sonnenauf- und -untergang und die Nacht. Für eine weitere Einteilung dieser Zeiten war bei der einfachen Lebensweise kein Bedürfnis. Erst mit steigender Kultur kam die Festlegung des Mittags hinzu. Die ersten, die die genaue Mittagszeit bestimmen konnten, waren die Chinesen, die bereits 1100 Jahre vor unserer Zeitrechnung den täglichen Gang des Schattens einer senkrechten Säule, eines Gnomon, beobachteten und daraus den Mittag, aber auch die Solstitien und die Schiefe der Ekliptik bestimmten. Ein gleiches wird ebenfalls in sehr früher Zeit in Babylonien und Ägypten der Fall gewesen sein. In Ägypten dienten die Obelisken als Gnomone und als Kaiser Augustus den ersten ägyptischen Obelisken nach Rom bringen ließ, stellte er ihn auf dem Marsfelde auf und ließ durch eherne Marken auf dem Boden die Mittagslinie und die Tierkreiszeichen festlegen, genau in der Art, wie wir es heute noch auf dem Platze vor der Peterskirche in Rom unter dem Obelisken sehen, den Sixtus V. dort aufstellte. In späterer Zeit konstruierte man solche Gnomone in vielen hohen Kirchen, bei denen an Stelle der schattenwerfenden Säule ein kleines Loch im Gewölbe trat, durch welches ein Bildchen der Sonne auf dem Boden der Kirche erzeugt wurde. Manche dieser Gnomone, z. B. der von

---

[1]) Eine ausführliche Arbeit über dasselbe Thema erscheint demnächst.

Ign. Danti 1575 hergestellte und von Dor
besserte in der Kirche S. Petronio in I
daß man den Mittag bis auf einen kleinen
daran bestimmen kann.

Die weitere Einteilung des Tages ve
haben nach Herodots Zeugnis die Griech
gelernt. Als Erfinder wird der chaldäi
genannt, der um 640 v. Chr. auf die In
Astronomie lehrte. Von dort verbreitete
der Gebrauch der Sonnenuhr langsam
und verdrängte allmählich eine andere
die darin bestand, daß man die Läng
eigenen Körpers angab.

Von den Griechen kam die Sonnenuh
Jahre 293 v. Chr. wurde die erste im Tem
gestellt. Über die verschiedenen Arten
Sonnenuhren berichtet uns Vitruvius in
unserer Zeitrechnung geschriebenen Buc
zählt 14 verschiedene Arten auf (Erklärun
bildern). Unter diesen finden sich scho
uhren, die älteste ist in Herkulanum ge
heit vor 79 angefertigt. Es sind die e
Taschenuhren, sie waren so genau gea
daran genau den Breitengrad, für den s
rechnen kann.

In den nächsten Jahrhunderten nach
Weltreiches finden wir wenige Zeugnisse
Sonnenuhren. Die ältesten Schriften darü
der nächsten Erben griechischer Gelehrs

Aus dem frühen Mittelalter sind uns
Sonnenuhren erhalten, so von Gerbert, de
Sonnenuhr herstellte, von Herimann de
und von dem britischen Mönch Beda (6
an Gebäuden aus dieser Zeit gibt es in
wohl aber in England (Lichtbilder).

Die Verbesserung der mechanischen
findung der Gewichts- und Federuhren a
und Wasseruhren war nicht von so groß

stellung und die Verbreitung der Sonnenuhren und das wurde auch noch nicht anders, als Peter Hele um 1500 die erste Taschenuhr konstruierte. Der Grund hierfür ist jedenfalls der, daß man auch von diesen Uhren sagen konnte, was Seneca von den alten römischen Wasseruhren sagt, es sei leichter, daß zwei Philosophen übereinstimmten als zwei Uhren. Dagegen hatte das Bekanntwerden der Magnetnadel die Folge, daß nun gerade recht viele Taschensonnenuhren hergestellt wurden. Bisher waren die Taschensonnenuhren nichts anderes als Instrumentchen, mit denen man die Zeit aus der Höhe der Sonne bestimmte, da diese aber zur gleichen Tagesstunde an verschiedenen Tagen im Jahre verschieden ist, so fordern diese Uhren eine Einstellung auf das Datum. Hierhin gehören die Zylinder, die Sonnenringe und die Sonnenquadranten (Lichtbilder). Mit Hilfe einer kleinen Magnetnadel aber konnte man die Uhr von Süden nach Norden orientieren und brauchte bei der Konstruktion dieser Art keine weitere Einstellung auf das Datum. Die ersten, von denen wir wissen, daß sie solche Uhren gemacht haben, waren die großen Nürnberger Gelehrten Regiomontanus, Prätorius und Georg Hartmann, alle noch dem 15. Jahrhundert angehörend. Bald aber traten gewerbsmäßige Kompaßmacher auf (Kompaß bedeutete ursprünglich eine Sonnenuhr mit Magnetnadel). Im Jahre 1510 bildeten 20 Nürnberger Meister eine besondere Kompaßmachergilde, die noch in der Mitte des 18. Jahrhunderts bestand. Die Nürnberger trieben auch lebhaften Handel mit Sonnenuhren nach Italien und Spanien. Durch Vorführung zahlreicher Lichtbilder werden die verschiedenen Arten und Formen dieser ältesten Kompasse erläutert. Neben Nürnberg traten dann auch in anderen Städten, ganz besonders in Augsburg, sehr kunstreiche Kompaßmacher auf, besonders erwähnenswert ist Christoph Schißler, dessen Arbeiten nicht nur durch mathematische Genauigkeit, sondern auch durch Schönheit der Form und Ausführung sich vorteilhaft vor anderen auszeichneten (Lichtbild). In anderen Lichtbildern wird die weitere Entwickelung der Sonnenuhr bis in die neuere Zeit verfolgt.

Die Literatur über Sonnenuhren ist eine sehr reiche. Schon vor dem Jahre 1600 erschienen über 60 Bücher, die nur über Sonnenuhren handeln. Im ganzen gibt es etwa 500 gnomonische Druckwerke.

Die Einführung des elektromagnetischen Telegraphen und die dadurch überallhin vermittelten Uhrzeichen haben den allgemeinen Gebrauch der Sonnenuhr eingeschränkt. Nur selten einmal benutzt ein sinniger Architekt dies alte Kulturdenkmal zum Schmuck eines neuen Gebäudes, wie Herr Prof. PÜTZER an dem Verwaltungsgebäude der Stadt Aachen. Der Spruch, den man auf alten Sonnenuhren findet: „Tempus edax rerum", gilt eben auch für die Sonnenuhr selber.

Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube [1]*;*

von F. Löwe.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 620.)

Zur Ausmessung von Absorptionsspektren hat man bisher ausschließlich das seit etwa 50 Jahren weit verbreitete Prismenspektroskop nach KIRCHHOFF und BUNSEN benutzt; die bereits bekannten Gitterspektroskope, z. B. von ADAM HILGER und von R. und J. BECK Ltd., London, sind für Absorptionsspektra nicht verwendbar, weil deren Dispersion für diesen Zweck erheblich zu groß ist. Andererseits dürfte auch bei der Untersuchung von Absorptionsspektren eine bequeme Einrichtung zur mikrometrischen Messung und direkten Ablesung der Wellenlänge willkommen sein, wie sie nur bei Gitterspektroskopen möglich ist. Rüstet man nämlich ein Gitterspektroskop mit einer sogenannten Sinusschraube [2]) aus, die mit einem Umdrehungszähler und einer Mikrometertrommel versehen ist, so besteht die ganze Ermittelung der Wellenlänge, wenn man die Dimensionen der Schrauben passend wählt, nur aus der Ablesung des Umdrehungszählers (z. B. 48 in Fig. 1) und der Ablesung der Mikrometertrommel (z. B. 61); die aus den beiden Ablesungen gebildete Zahl 4861 bedeutet alsdann ohne weiteres die Wellenlänge in dem internationalen Maße, 4861 Ångströmeinheiten = 486,1 $\mu\mu$. Die mittlere Dispersion des Beugungsgitters ist derjenigen des Flintprismas eines der üblichen Spektroskope etwa gleich; vermöge der Eigenart des Gitterspektrums ist jedoch das Rot im Verhältnis zum mittleren Teil des Spektrums weiter auseinandergezogen und das Violett enger zusammengedrängt, als in einem Prismenspektroskop.

---

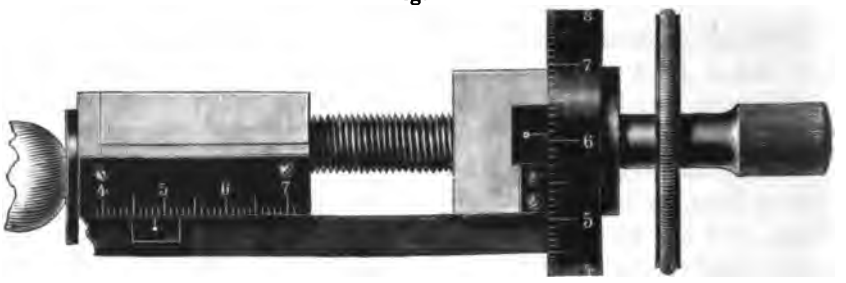
[1]) Eine ausführlichere Beschreibung ist in der ZS. f. Instrumentenkunde 28, 261 ff., 1908, erschienen.

[2]) Vgl. C. PULFRICH, ZS. f. Instrumentenkde. 27, 340, 1907.

Dies bringt den Vorteil mit sich, daß der an und für sich lichtschwache violette Teil des Spektrums heller erscheint.

Das Spektroskop (Fig. 2) besteht im wesentlichen aus einem Dreifuß, der auf einem schrägen Arme den festgelagerten Kollimator trägt und auf einem wagerechten Arme die Mikrometereinrichtung und das um die Achse A drehbare Fernrohr. Der Kollimator C hat einen symmetrischen Spalt[1]) mit einer Mikrometertrommel M, an der man die hundertstel Millimeter ablesen kann. Mittels des Griffes G kann man das Objektiv des Kollimators (Durchmesser 30 mm, Brennweite 240 mm) parallel mit sich verschieben, um das Spektrum genau auf die Ebene des Fadenkreuzes im Fernrohre einzustellen. Auf das Objektivende

Fig. 1.



Die Wellenlängenschraube, schematisch dargestellt (natürliche Größe). Ablesung am Umdrehungszähler: 48, an der Mikrometertrommel: 61. Wellenlänge = 4861 Ångströmeinheiten = 486,1 $\mu\mu$.

des Kollimators ist der Gitterträger mit dem durchsichtigen Beugungsgitter aufgeschoben. Das Fernrohr ist mittels der Schraube N um eine horizontale Achse in Zapfen neigbar. Das Okular Ok ist auswechselbar, verstellbar und festklemmbar, zwei Schieber Sch dienen dazu, das Gesichtsfeld von rechts nach links einzuengen, um bei der Beobachtung schwacher Absorptionsbanden die störende Nachbarschaft heller Spektralgebiete abzublenden. Einem gemeinsamen Zwecke dienen der Spiegel S, der kleine Rohrstutzen B und der auf das Objektivende des Fernrohres aufgeschobene Spiegelträger R, nämlich dem Zwecke, im Gesichtsfelde, d. h. im Spektrum, auf Wunsch eine schmale, horizontale, weiße Ein-

[1]) Vgl. F. Löwe, Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung, Phys. ZS. 8, 837—840, 1907; Fig. 5.

zu liefern, deren Breite und Höhenlage man nach
ı kann. Der Spiegel S wirft das von einer Lampe
ːht nach unten, auf einen in der Figur nicht
symmetrisch verstellbaren Schlitz in dem Rohr-
ın dem Schlitz gelangt das Licht durch ein kleines

Fig. 2.

ı Gitterspektroskop (etwa $^1/_6$ natürlicher Größe).
chutz zwischen R und K ist in der Figur weggelassen.

ma im Innern des Fernrohres zum Fernrohrobjektiv,
ɜm aus und fällt auf einen kleinen Spiegel außer-
ırohres, den man mittels der Schraube R ein wenig
Von dem Spiegel wird das Licht wieder durch das
urch in die Mitte des Gesichtsfeldes, d. h. auf den
des Fadenkreuzes geworfen, es entsteht also in der

Ebene des Fadenkreuzes ein reelles, weißes Bild des kleinen wagerecht liegenden Schlitzes. Der Nutzen dieser zuerst von FORMANEK, wenn auch in anderer Anordnung, angegebenen Einrichtung ist erstens, daß man den Schnittpunkt des Fadenkreuzes auch erkennen kann, wenn das Fadenkreuz sich mitten in einer absolut dunkeln Absorptionsbande befindet; die Einrichtung hat sich als ein unentbehrliches Hilfsmittel bei der Untersuchung von Absorptionsspektren bewährt. Zweitens ist die Einrichtung von erheblichem Vorteil, wenn man in einem Emissionsspektrum eine schmale, helle Linie auf absolut dunklem Grunde genau auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes einstellen will. Man läßt dann durch Drehen an der Wellenlängenschraube die Linie wandern, bis sie zwischen den Fäden des Fadenkreuzes steht und bis die Verlängerung der oben und unten über den weißen Streifen hinausragenden Linie anscheinend durch den Schnittpunkt des Fadenkreuzes geht. Alsdann schaltet man das weiße Licht aus, so daß nur die helle Linie und das Fadenkreuz im Gesichtsfelde sind. Jetzt ist es leicht, die Linie auf den Schnittpunkt, dem sie jedenfalls schon ganz nahe stand, mit aller Schärfe einzustellen. Die bereits in Fig. 1 schematisch dargestellte Mikrometereinrichtung zur Ablesung der Wellenlänge besteht aus der Wellenlängenschraube W mit Trommel, dem Umdrehungszähler J und dem Federgehäuse F; eine Lupe erleichtert die Ablesung. Die Prüfung des Spektroskopes mit Sonnenlicht ergab unter anderen die Auflösung der Eisenlinie 5270, ein in Anbetracht der geringen Dispersion des Gitters überraschendes Zeugnis für die auflösende Kraft des Spektralapparates.

Zum Schlusse ist es dem Verfasser eine angenehme Pflicht, Herrn Professor J. FORMANEK, Prag, für seine wertvolle Mitarbeit an der Anpassung des Instruments für die speziellen, dem Verfasser zunächst fremden Aufgaben der Messung von Absorptionsspektren an dieser Stelle seinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Beitrag zur Frage über den Einfluſs der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen;

von Heinrich Willy Schmidt und Paul Cermak.

(Vorgetragen von H. W. SCHMIDT in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

Von verschiedenen Seiten sind im Laufe der letzten Jahre Untersuchungen angestellt worden, ob die Umwandlungsgeschwindigkeit radioaktiver Substanzen durch die Temperatur beeinflußt würde.

H. L. BRONSON [1]) maß die γ-Strahlung eines in ein Quarzröhrchen eingeschlossenen Radiumpräparates und konnte während des Erhitzens bis 1500° C keine über 1 Proz. (seine mögliche Fehlergrenze) betragende Strahlungsänderung finden.

MAKOWER [2]) hat in Quarz eingeschmolzene Emanation bis 1200° C erhitzt und die β-Strahlung vor und nach dem Erhitzen beobachtet. Dabei konnte er nach dem Abkühlen eine Verminderung der Aktivität feststellen, die nach drei Stunden wieder verschwand. Diese Untersuchung wurde von MAKOWER und RUSS [3]) fortgesetzt. Diese Forscher kamen zu dem Schlusse, daß beim Erhitzen die Zerfallskonstante von Radium B oder Radium C eine Änderung erleidet.

W. ENGLER [4]) hat in Quarzröhrchen eingeschmolzene aktivierte Drähte und Emanation untersucht und gibt als Resultate seiner Messungen an, „daß die radioaktiven Erscheinungen einen Temperaturkoeffizienten haben und daß durch Temperaturerhöhung die Umwandlungsprozesse von Emanation, Ra A, B und C beschleunigt werden".

Wie ENGLER aber zu diesem Schlusse kommt, geht nicht aus seiner Arbeit hervor. Er findet nämlich beim Erhitzen stets eine

---

[1]) H. L. BRONSON, Chem. News **95**, 39, 1907.
[2]) W. MAKOWER, Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 241, 1906.
[3]) W. MAKOWER und S. RUSS, Proc. Roy. Soc. (A) **79**, 158, 1907.
[4]) W. ENGLER, Freiburger Diss. 1908; Ann. d. Phys. (4) **26**, 483, 1908.

Aktivitätsverminderung der aktivierten Dr
Aufhören der Erhitzung bestehen bleibt.
mit eingeschmolzener Emanation hingegen
fänglich eine Zunahme der Aktivität, bein
nahme der Aktivität nachzuweisen; nach ei
Zeit (etwa zwei bis drei Stunden) wird da
wieder erreicht.

Schließlich hat der eine von uns[1]) d
Radium C mit Hilfe der γ-Strahlung bei Z
Temperaturen bis zu 1300° C untersucht u
der Zerfallsgeschwindigkeit nachweisen kö
klingungskurve eines aktivierten Platindra
genau wie bei Zimmertemperatur.

Die Folgerungen der verschiedenen Be
Teil in direktem Gegensatz zueinander. V
daß die Beobachter der harten γ-Strahlung
Beobachter der β-Strahlung einen recht
der Temperatur feststellen konnten. Zum
ENGLER davon, daß bei einem beiläufig a
mit sehr harten Strahlen eine kaum wa
der Strahlen stattfand.

Bevor wir diese scheinbaren Widerspr
suchen, wollen wir uns darüber klar werde
radioaktiver Substanzen eintreten kann.
Möglichkeiten denkbar:

1. Es kann eine Beeinflussung de
sität allein stattfinden, es kann z. B. be
die γ-Strahlung ungeändert bleiben, während
mit einer kleineren oder größeren Geschwind
werden und deshalb im umgebenden Gas
Ionen erzeugen. Ist das der Fall, so muß
und β-Strahlen während des Erhitzens ein
und nach dem Erhitzen. Nach dem Erhitze
der Strahlungsintensität genau so groß se
dem vorliegenden Beobachtungsmaterial sch
da von MAKOWER, MAKOWER und RUSS un

[1]) H. W. SCHMIDT, Phys. ZS. 9, 113, 1908.

rung der gemessenen Strahlungsintensität nach dem Erhitzen festgestellt ist.

2. Es kann eine Beeinflussung der Zerfallsgeschwindigkeit allein stattfinden, z. B. kann durch Temperaturerhöhung die Geschwindigkeit des Atomzerfalls vergrößert werden.

Was in diesem Falle eintritt, ist aus der folgenden Überlegung zu erkennen. Die Anzahl der vorhandenen radioaktiven Atome einer einheitlichen radioaktiven Substanz, etwa Ra C, sei zu einer bestimmten Zeit N_t. Dann gilt für die während der Zeiteinheit zerfallenden Teilchen n_t:

$$n_t = \lambda N_t,$$

wo λ die Zerfallskonstante bedeutet. Wird jetzt zur Zeit t plötzlich die Zerfallskonstante geändert, so wird

$$n_t' = \lambda' N_t,$$

wo n_t' und λ' von n_t und λ verschieden sind, N_t dagegen in beiden Gleichungen denselben Wert hat. Es ist also

$$N_t = \frac{n_t}{\lambda} = \frac{n_t'}{\lambda'},$$

d. h. die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome ist direkt proportional der Zerfallsgeschwindigkeit. Wenn also plötzlich der Atomzerfall schneller vor sich geht, so wird ebenfalls die gemessene Strahlungsintensität plötzlich ansteigen.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 1 dargestellt. Es ist dieser Abklingungskurve eine anfängliche Halbwertszeit von 1 Stunde zugrunde gelegt. Bei $t = 1^h$ soll die Zerfallsgeschwindigkeit plötzlich auf den doppelten Wert anwachsen. Dann springt die gemessene Strahlung ebenfalls auf den doppelten Wert, um dann mit einer Halbwertszeit von 30′ abzuklingen. Die Flächenstücke, die von der Abszissenachse, von der Ordinate $t = 1^h$ und von den Abklingungskurven begrenzt werden (und in Fig. 1 schraffiert gezeichnet sind), sind einander gleich, weil durch sie die gesamte zur Zeit t vorhandene Anzahl der in Frage kommenden radioaktiven Atome dargestellt wird und diese selbstverständlich unveränderlich ist.

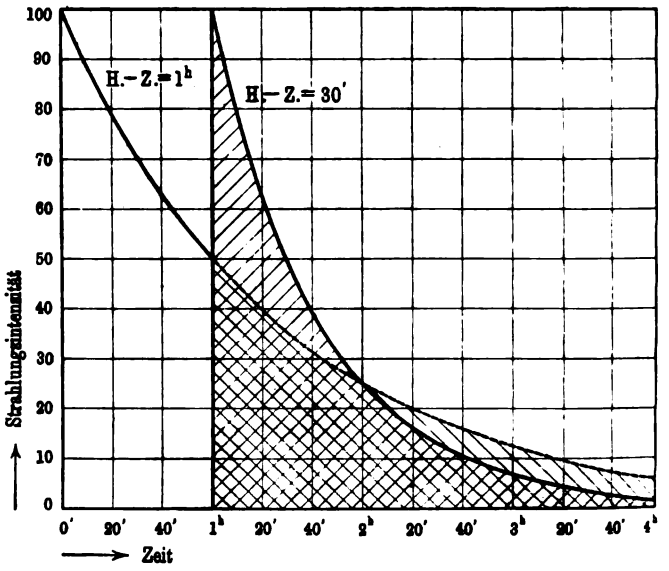
Wird durch Temperaturänderung eine Verlangsamung der Zerfallsgeschwindigkeit herbeigeführt, so tritt eine anfängliche

Verminderung der Strahlungsintensität ein. Die Intensität klingt dann langsamer ab.

Haben wir ein Gemisch verschiedener radioaktiver Substanzen, von denen mehrere in ihrem Zerfall durch Temperaturerhöhung beeinflußt werden, so muß einer Aktivitätszunahme beim Erhitzen stets eine Aktivitätsabnahme beim Abkühlen die Wage halten.

Wir wollen der Einfachheit halber zuerst annehmen, daß eine langsam zerfallende Substanz, z. B. ein festes Radiumpräparat oder Radiumemanation, mit seinen schnell zerfallenden Produkten

Fig. 1.

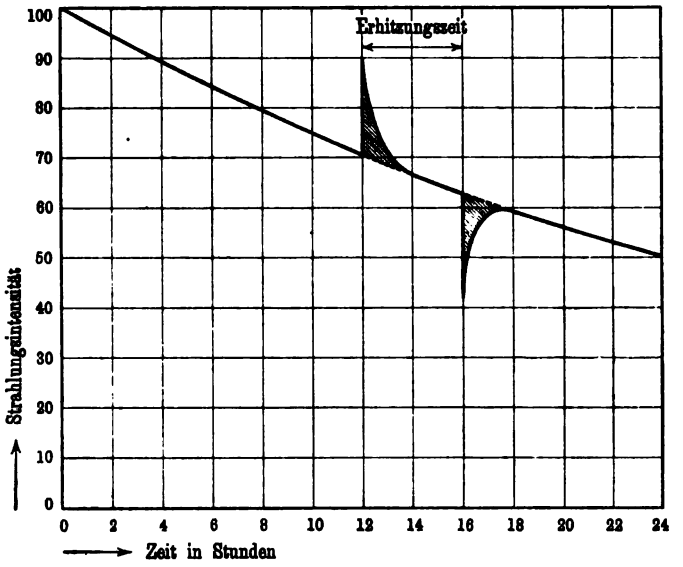


im Zustande des radioaktiven Gleichgewichtes vorhanden ist und das letzte der Produkte, also Ra C, die ionisierenden Strahlen aussendet und in seiner Umwandlungsgeschwindigkeit durch Temperaturerhöhung beeinflußt wird. Dann muß bei einer Beschleunigung des Zerfalls eine anfängliche Zunahme der Strahlungsintensität eintreten. Da nach kürzerer oder längerer Zeit, je nach der Halbwertszeit der beeinflußten Substanz, sich ein neuer Gleichgewichtszustand herstellt, bei dem die Anzahl der entstehenden Atome (angenähert) gleich der Anzahl der verschwindenden ist, so nimmt die Strahlungsintensität allmählich den

normalen Wert an. Wird jetzt die Temperatur plötzlich erniedrigt, so nimmt die Strahlungstemperatur erst plötzlich ab und wächst dann wieder langsam auf den normalen Wert an.

Graphisch ist dieser Fall in Fig. 2 dargestellt. Die Kurve ändert sich nur unwesentlich, wenn nicht das letzte der radioaktiven Produkte oder mehrere Produkte in ihrem Zerfall beeinflußt werden. Da durch Erhitzen und darauffolgendes Abkühlen die Anzahl der während einer genügend langen Zeit zerfallenden Atome nicht geändert werden kann, so müssen die Flächenstücke,

Fig. 2.

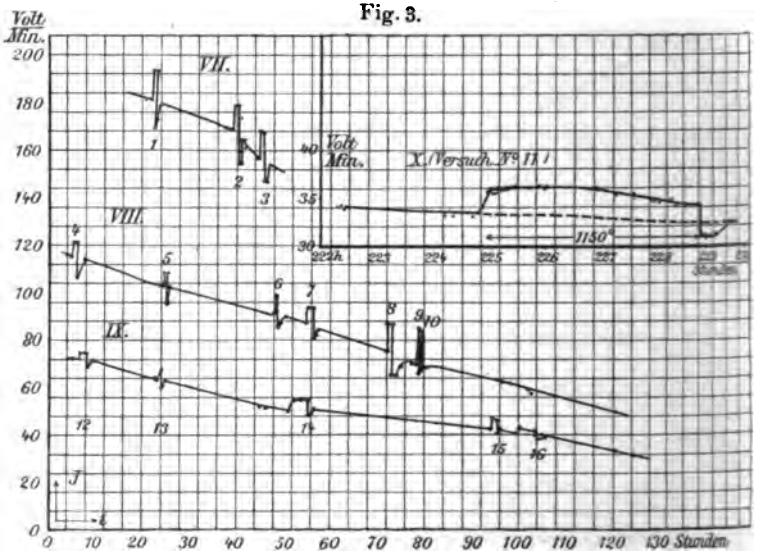


die durch die Verlängerung der normalen Kurve und die Intensitätskurve eingerahmt werden (und die in Fig. 2 schraffiert sind), einander gleich sein. Wenn wir also beim Erhitzen irgendeine anfängliche Aktivitätszunahme erhalten, so muß, wenn sich die Erscheinung durch eine Änderung der Zerfallsgeschwindigkeit erklären lassen soll, beim Abkühlen eine entsprechende Aktivitätsverminderung eintreten.

Auf den ersten Blick will es scheinen, als ob die Englerschen Kurven, die in Fig. 3 abgedruckt sind, der Kurve der Fig. 2 entsprächen. Engler hatte bei den hier in Frage kommenden Ver-

suchen Radiumemanation in ein Quarzröhrchen eingeschmolzen und die Änderung der β-Strahlung während des Erhitzens beobachtet. Er fand dabei eine Erhöhung der Strahlungsintensität, die aber nicht auf den anfänglichen Wert herabging, sondern während der Dauer des Erhitzens anhielt. Und dies läßt sich nicht durch eine Beeinflussung der Umwandlungsgeschwindigkeit einer der in Frage kommenden Substanzen deuten. Ebenfalls sind die ENGLERschen Versuche mit aktivierten Drähten nicht dadurch zu erklären, daß die Wandlungsgeschwindigkeiten von Ra B

Fig. 3.



oder Ra C durch erhöhte Temperatur beschleunigt werden. Denn bei einer durch Temperaturerhöhung bedingten Beschleunigung des Zerfalles von Ra C müßte die Abklingungskurve anfangs über, später unter der normalen Kurve zu liegen kommen. Die Abklingungsgeschwindigkeit wird nach einigen Stunden genau wie bei der normalen Abklingungskurve vor sich gehen. — Bleibt Ra C unbeeinflußt, wird aber die Zerfallsgeschwindigkeit von Ra B beschleunigt, so wird ein allmähliches Anwachsen der harten β-Strahlenintensität nachzuweisen sein. Nach einiger Zeit wird die Abklingung schneller vor sich gehen, als unter normalen Verhältnissen. Auf jeden Fall muß das von der Ordinaten- und

Abszissenachse und der Abklingungskurve eingerahmte Flächenstück bei irgendwelchen Veränderungen der Zerfallskonstante dieselbe Größe behalten.

3. Es kann eine Beschleunigung der Strahlungsintensität und der Zerfallsgeschwindigkeit eintreten.

Dann müssen sich die unter 1 und 2 beschriebenen Erscheinungen überlagern. Man wird nach dem bisher Gesagten verhältnismäßig einfach die „dauernden" und „anfänglichen" Veränderungen auseinander halten können.

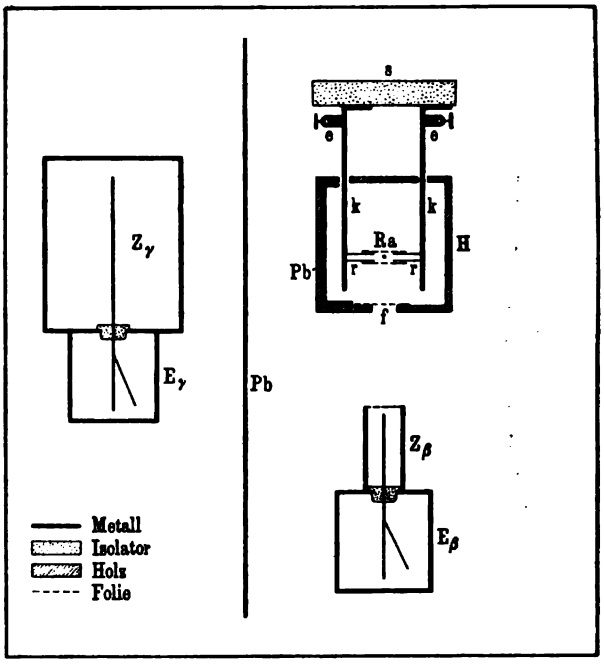
Neben diesen direkten Einflüssen der Temperatur auf Strahlung und Zerfall sind noch andere Einflüsse denkbar, durch die eine Änderung der gemessenen Strahlungsintensität herbeigeführt werden kann. Das ist z. B. möglich durch eine Änderung der Strahlenverteilung oder durch eine Änderung der Absorptionsfähigkeit der das Präparat umgebenden Materie. Man darf deshalb aus einer Veränderung der gemessenen Strahlungsintensität noch lange nicht auf eine Veränderung der radioaktiven Konstanten eines Radioelementes schließen.

Bei Temperaturerhöhung verdampft das eine oder andere der Radiumprodukte. Dadurch verändert sich die Strahlenverteilung und es werden mehr oder weniger Strahlen in das Meßgefäß gelangen. Bei Röhrchen von langgestreckter Form, in denen die radioaktiven Substanzen erhitzt werden, kann sich eine solche Änderung recht deutlich nach außen bemerkbar machen. Aber es ist auch noch der Fall möglich, daß die verdampfte Substanz in die glühenden Röhrenwände hinein und eventuell durch sie hindurch diffundiert. Dann kann, je nach den Versuchsbedingungen, im Meßgefäße eine Erhöhung oder Erniedrigung der Strahlenintensität gemessen werden. Die Abweichung vom normalen Werte kann nach Aufhören des Erhitzens im gleichen Sinne bestehen bleiben (ENGLERS Versuche mit aktivierten Drähten) oder sich verändern und allmählich verschwinden, so daß nach genügend langer Zeit der normale Wert wieder erreicht wird. (ENGLERS Versuche mit Emanation.) Es wird ganz davon abhängen, ob die beeinflußte radioaktive Materie allein vorhanden ist oder ob sie sich aus einer anderen Substanz bildet, die beim Erhitzen nicht durch die Wände diffundiert.

Unserer Ansicht nach erklären sich die bisher ausgeführten Versuche dadurch, daß bei hohen Temperaturen Ra B oder Ra C oder beide Substanzen (eventuell auch Ra A) durch die Quarzwände diffundieren, und daß vielleicht auch das Absorptionsvermögen des Quarzes bei erhöhter Temperatur eine Vergrößerung erfährt.

Bei den von uns angestellten Versuchen kam es zunächst auf den Nachweis an, daß je nach der Stellung des Ionisierungsgefäßes, nach der Art der benutzten Strahlen die gemessene Strahlungsintensität ganz verschieden beeinflußt wird. Unsere

Fig. 4.



Versuchsanordnung ist in Fig. 4 skizziert. Bei Ra befindet sich etwa 0,8 mg reines Radiumbromid, das in ein evakuiertes Quarzröhrchen von 0,8 cm Länge und 3 mm Durchmesser eingeschmolzen ist. Das Röhrchen liegt in einem etwas weiteren Rohre aus Platin von etwa 0,003 mm Wandstärke, 15 mm Länge und 6,5 mm Durchmesser. Das dünne Platinrohr wurde nach dem Vorgang von ENGLER durch Aufwickeln von Platinfolie auf zwei Platinröhrchen rr

erhalten, die durch Zwischenschaltung von Kupferbacken *kk* auf einem Schieferklotz *s* fest montiert sind. Durch zwei an den Kupferbacken befindliche Klemmschrauben *ee* kann ein starker Strom durch das Platinfolieröhrchen geschickt werden. Die Heizvorrichtung selbst war zur Vermeidung von Luftströmen mit einem Holzkasten umgeben, der direkt unter dem Radiumpräparate ein mit dünner Aluminiumfolie bedecktes Loch *f* von etwa 3 cm Durchmesser hatte. Weiter unter der Mitte der Platinfolie stand das Zerstreuungsgefäß eines geeichten Blattelektrometers E_β von der Form, die der eine von uns angegeben hat [1]). Das Zerstreuungsgefäß Z_β war ein Messingzylinder von 3 cm Durchmesser und 7 cm Höhe, der oben mit dünner Aluminiumfolie verschlossen war. Seitlich vom Radiumpräparate war ein zweites geeichtes Elektrometer E_γ aufgestellt, das einen messingenen Zerstreuungskörper Z_γ von 10,5 cm Durchmesser und 15 cm Höhe hatte und vom strahlenden Körper durch zwei je 1,5 mm dicke Bleiplatten *Pb* und den an der einen Seite mit Blei ausgeschlagenen Holzkasten getrennt war. Außerdem waren noch verschiedene Bleischirme aufgestellt, um auch die Wirkung etwa reflektierter β-Strahlen nach Möglichkeit zu vermeiden.

Während in das zuerst genannte Elektroskop Strahlen gelangten, die nur das Quarzrohr, die dünne Platin- und Aluminiumfolie durchsetzt hatten, konnten im zweiten Elektroskop nur solche Strahlen ionisierend wirken, die mindestens durch eine Bleischicht von 4,5 mm Dicke hindurchgegangen waren. Der im ersten Elektroskop beobachtete Effekt ist deshalb auf Rechnung der β-Strahlen zu setzen, während in das zweite Elektroskop praktisch nur γ-Strahlen gelangten. Wir werden deshalb das eine Elektroskop kurz das β-Strahlelektroskop, das zweite als γ-Strahlelektroskop bezeichnen.

Die Zerstreuungsgefäße waren deshalb so verschieden groß gewählt worden, damit bei gleicher Entfernung der Elektrometer vom Radium die Wanderungsgeschwindigkeit der Aluminiumblättchen ungefähr gleich groß war. Irgendwelche Veränderungen in der Strahlungsintensität ließen sich so am leichtesten feststellen.

---

[1]) H. W. Schmidt, Phys. ZS. 6, 561, 1905.

Die Entladungszeiten beider Elektrometer wurden zunächst in kaltem Zustande mehrere Male beobachtet, dann wurde das Quarzröhrchen auf 1000 bis 1400° C erhitzt, während etwa zwei Stunden beobachtet, dann der Heizstrom (20 bis 30 Ampere) ausgeschaltet und die Beobachtungen fortgesetzt. Die Temperaturmessung geschah mit einem Platin-Platinrhodiumthermoelement und einem zugehörigen, nach Centigraden geeichten Präzisionsmillivoltmeter von SIEMENS u. HALSKE. Das Thermoelement, das sich in einem Porzellanrohre von ungefähr gleicher Wandstärke befand, wie das mit Radium gefüllte Quarzröhrchen, gab etwa drei Minuten nach dem Einschalten eine konstante Spannung.

Eine ziemlich große Änderung der Strahlungsintensität wurde im β-Strahlenelektroskop beobachtet. Das geht beispielsweise aus einem Versuche hervor, bei dem der Abstand des Zerstreuungsgefäßes vom Ofen 20 cm betrug. Die dabei gefundenen Zahlen sind in Tabelle I zusammengestellt:

Tabelle I.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20°	6^h 10′ 14″	6′ 16,3″
20	6^h 18′ 35″	6′ 19,5″
1350	6^h 28′ 40″	7′ 36,2″
1350	6^h 39′ 18″	7′ 51,0″
1350	6^h 55′ 33″	7′ 45,8″
1350	7^h 11′ 44″	7′ 11,1″
20	7^h 18′ 15″	7′ 06,6″
20	7^h 30′ 5″	8′ 18,0″
20	10^h 18′ 10″	6′ 10,0″

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß unmittelbar nach Einschalten des Heizstromes (6^h 28′ 40″) eine starke Verminderung der gemessenen β-Strahlung einsetzte, die nach etwa 15 Minuten ein Maximum erreichte und dann allmählich wieder kleiner wurde. Schaltet man dann den Strom aus, so findet wieder eine starke Strahlungsverminderung statt, die nach mehreren Stunden vollkommen verschwindet.

Eine Beeinflussung der γ-Strahlintensität war bei nicht zu kleiner Entfernung des Elektrometers vom Heizofen und bei mög-

lichst vollständiger Abblendung der β-Strahlen nicht festzustellen. Das geht aus Tabelle II hervor:

Tabelle II.

Temperatur	Anfangszeit der Beobachtung	Entladungsdauer des Elektrometers
20°	9h 15′	16′ 53,0″
20	9h 40′	16′ 47,0″
20	9h 57′	16′ 48,3″
1400	10h 25′	16′ 51,0″
1400	10h 49′	16′ 52,0″
20	11h 6′	16′ 52,8″
20	11h 46′	16′ 49,8″

Der Strom wurde in diesem Falle eingeschaltet um 10h 15′, ausgeschaltet um 11h 0′. Während also hier keine Änderung in der Entladungszeit bemerkbar ist, wurde das auf eine vergleichbare Entladungsdauer gebrachte β-Strahlenelektrometer von 16′43,8″ auf 20′53,2″ verzögert. Wurde das Elektrometer ziemlich nahe an das strahlende Präparat herangebracht, so war beim Erhitzen eine allmähliche Verminderung der Strahlungsintensität um etwa 1 Proz. nachzuweisen, die nach Beendigung der Erhitzung anhielt, jedoch nicht größer wurde und allmählich verschwand.

Entschieden geht aus den mitgeteilten Versuchen hervor, daß die mit den Elektrometern meßbare β- und γ-Strahlung beim Erhitzen in verschiedener Weise beeinflußt wurde. Diese Verschiedenheit läßt sich bei einem im radioaktiven Gleichgewichte befindlichen Radiumpräparate auf keine Weise dadurch erklären, daß eine Beeinflussung der Wandlungskonstante irgendeines der in Frage kommenden Produkte statthat. Aber auch der Fall ist ausgeschlossen, daß beim Erhitzen etwa die β-Strahlung allein, die γ-Strahlung nicht verändert würde. Dann hätte, wie wir bereits erwähnten, keine Änderung nach dem Erhitzen nachgewiesen werden können.

Es bleiben zur Erklärung der Erscheinungen noch die vorhin erwähnten Möglichkeiten offen, daß beim Erhitzen und Abkühlen eine Veränderung in der Struktur des Quarzes oder eine Veränderung in der Verteilung der strahlenden Materie oder beides stattgefunden hat. Bei der geringen Größe des Quarz-

röhrchens (etwa 1 cm lang) ist eine Beeinflussung der Strahlungsintensität um etwa 25 Proz. (vgl. Tab. I) nur dadurch zu erklären, daß ein Teil der schnell zerfallenden radioaktiven Materie durch das Quarzrohr hindurch diffundiert ist und sich an kälteren Partien des Ofens niedergeschlagen hat. Einen direkten Beweis für diese Vermutung konnten wir dadurch erbringen, daß wir die benutzte Platinfolie nach dem Erhitzen auf ihre Aktivität untersuchten. Die erhaltenen Abklingungskurven ließen erkennen, daß Ra A, Ra B und Ra C durch die Röhrenwand diffundiert waren und zwar Ra B und Ra C im Überschuß.

Bei näherer Untersuchung dieses Vorganges hielt leider das benutzte Quarzrohr den wiederholten Erhitzungen nicht stand. Es hatte schon vorher eine eigentümliche Veränderung an einer bestimmten Stelle gezeigt. Wir schmolzen deshalb das Radiumbromid in ein neues Röhrchen aus klarem Quarz ein und wiederholten die Versuche. Da ergab sich das merkwürdige Resultat, daß beim Erhitzen bis zu 1500° nicht die geringste Veränderung der β-Strahlaktivität nachzuweisen war. Und wir hätten, wie aus Tabelle II zu ersehen ist, eine Änderung der Strahlungsintensität um 1 Proz. mit dem exakt anzeigenden Elektrometer nachweisen können.

Nach oftmaligem Erhitzen und Abkühlen konnte auch für die β-Strahlung dieses Quarzröhrchens eine Veränderung im β-Strahlelektroskop nachgewiesen werden. Und zwar trat eine Verminderung der Strahlungsintensität erst beim Abkühlen ein, während die meßbare Strahlung beim Erhitzen selbst unverändert blieb. Wir vermuteten, daß während des Abkühlens eine Strukturveränderung des Quarzrohres eingetreten und dann aktive Materie hindurchdiffundiert war. Bei einem bestimmten Versuche, bei dem die Verminderung der β-Strahlenintensität freilich nur 3 Proz. betrug, war das aber nicht der Fall. Denn einesteils war der Ofen nicht aktiv geworden und dann bewirkte das Quarzröhrchen in einem besonders aufgestellten γ-Strahlelektroskop vor und nach dem Erhitzen dieselbe Zerstreuung. Aber die Abweichung von 3 Proz. in der gemessenen β-Strahlung erklärt sich ja schon, wenn ein Teil der strahlenden aktiven Materie in die Quarzwände hinein diffundiert ist. Dann wird ein Teil der β-Teilchen nach dem Erhitzen in der Quarzwand einen

rößeren Weg zurücklegen müssen als vorher und deshalb stärker bsorbiert werden. Schließlich ist nicht ausgeschlossen, daß eine llmählich wieder verschwindende Strukturänderung die Durchringungsfähigkeit der β-Strahlen vermindern kann.

Es ist sehr merkwürdig, daß sich verschiedene Quarzröhrchen eim Erhitzen unter scheinbar denselben Verhältnissen nicht leichmäßig verhalten, ja, daß ein und dasselbe Quarzröhrchen it der Zeit merkwürdige Veränderungen in seinem Verhalten er aktiven Materie gegenüber durchmacht. Etwas Ähnliches ist brigens schon von ENGLER beobachtet. Er schreibt l. c., S. 45: Es war ungemein überraschend, daß ich bei öfterer Wiederolung dieser Erhitzungsversuche die Aktivitätsabnahme nach dem rhitzen nicht mehr feststellen konnte." Und S. 46: „Am auflendsten ist, daß das dritte Quarzrohr, dessen erste Erhitzungen ine deutliche Abnahme der Aktivität nach dem Erhitzen zeigten, ei späteren Versuchen eine solche nicht erkennen ließ." Und: Eine große Anzahl neuer mit Emanation gefüllter Quarzröhren eigte schon bei den ersten Versuchen keine Abnahme der Aktiität unter den normalen Wert nach vorangegangener Erhitzung."

Weitere Versuche über diese merkwürdige Erscheinung haben isher noch nicht durchgeführt werden können. Entschieden darf ber als sicheres Resultat der vorliegenden Untersuchung gelten, laß irgendwelche direkten Temperatureinflüsse auf Strahung und Wandlungsgeschwindigkeit der Radiumzerfallsrodukte bis zum Ra C bei Temperaturen bis zu 1500° C nit den empfindlichsten Instrumenten nicht nachweisar sind.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität, Septbr. 1908.

Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie;

von A. H. Bucherer.

Mit einer Figurentafel.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

In dem Maße wie die Elektrizitätslehre andere Gebiete der Erscheinungswelt zu ihren eigenen macht und sich so zur Grundlage der ganzen Physik ausgestaltet, steigert sich das Bedürfnis einer widerspruchsfreien Theorie der eigentlichen elektromagnetischen Erscheinungen. Lange hat es geschienen, als ob das FARADAY-MAXWELLsche Bild des Äthers als eines Vermittlers der elektromagnetischen Vorgänge eine ausreichende endgültige Grundhypothese hergäbe. Indem man nun das Ätherbild erkenntnistheoretisch ausbaute, geriet man unversehens in eine dualistische Auffassung von Äther und Materie. Man faßte den Äther als etwas von der Materie getrennt Existierendes auf und sah sich so vor die Frage gestellt, ob der Äther sich mit der Materie bewege oder ob er ruhe. Man erkannte bald, daß die Hypothese des ruhenden Äthers die einfachere sei und LORENTZ machte sie zur Grundlage seiner älteren Elektronentheorie. In dieser Theorie tritt der Äther als eine Quasimaterie auf. So muß der Äther in ein dynamisches System mit einbezogen werden, um die Gültigkeit des dritten NEWTONschen Axioms aufrecht zu erhalten. An und für sich übt eine gleichförmige sich bewegende Ladung A auf eine ruhende B eine andere Kraft aus als B auf A. Die große innere Unwahrscheinlichkeit dieser Annahme bereitete der älteren Theorie Schwierigkeiten; noch mehr der innere Widerspruch, der darin besteht, daß durch den Äther, trotzdem er ein unendlich ausgedehntes homogenes Medium darstellt, ein Bezugssystem festgelegt werden soll.

Am verhängnisvollsten war aber der experimentelle Nachweis, daß entgegen der Forderung der Theorie die optischen Er-

scheinungen keinen Einfluß der jährlichen Bewegung der Erde durch den Äther erkennen lassen. Wenn nun auch noch vereinzelt diese Theorie mathematisch bearbeitet wurde, so stand doch bei dem Physiker unumstößlich fest, daß nur auf dem Prinzip der Relativität der Bewegungen weiter gebaut werden konnte. Es mußte die Forderung gestellt werden, daß bei der gleichförmigen Bewegung zweier Körper A und B relativ zueinander ihre Wechselwirkung davon unabhängig sein sollte, ob A oder B als ruhend bzw. als bewegt angenommen wird.

Den Weg zu einer solchen Theorie bahnte LORENTZ im Jahre 1904. Er zeigte, daß durch eine geeignete Transformation der Zeit und der Koordinaten in den MAXWELLschen Gleichungen der Einfluß gleichförmiger Bewegung auf die Optik des bewegten Systems verschwindet und daß alle damals bekannten Beobachtungen mit den ferneren Konsequenzen dieser neuen Theorie übereinstimmten. Charakteristisch für diese Theorie ist die Deformation, welche die Körper durch ihre Bewegung erleiden. Alle Dimensionen, die in die Bewegungsrichtung fallen, werden im Verhältnis $\sqrt{1-\beta^2}$ verkürzt, wo β das Verhältnis der Körpergeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Von EINSTEIN wurde dann gezeigt, daß man zu genau denselben experimentellen Konsequenzen gelangt, wenn man die von LORENTZ eingeführte Ortszeit schlechthin als Zeit definiert und gleichzeitig die Raumkoordinaten in den MAXWELLschen Gleichungen so transformiert, daß sie mit dieser Zeitdefinition im Einklang sind. Die EINSTEINsche Fassung läßt nun das Relativitätsprinzip klar hervortreten. Während bei der LORENTZschen Fassung noch die Deformation und die Bewegungstheorie eindeutig lokalisiert sind, wird die Lokalisierung bei EINSTEIN relativ. Von EINSTEIN und PLANCK wurde auf die bedeutsamen Folgerungen, die aus dem Relativitätsprinzip fließen, hingewiesen. Ich erinnere daran, daß die Bewegungsgleichungen nach einfacher Umformung die klassische Form der LAGRANGEschen Gleichungen annehmen; daß man vom Prinzip der kleinsten Wirkung ausgehend zu wichtigen Aufschlüssen über die Entropie und die Temperatur bewegter Körper gelangt. Höchst bemerkenswert ist auch die Erweiterung des Begriffes der mechanischen Masse, welche von Geschwindigkeit und Energieinhalt abhängig, auch relativen Charakter besitzt, und zwar wird das Gesetz von

der Konstanz der Massen nunmehr mit dem Gesetz der Erhaltung der Energie logisch verknüpft. Das Gesetz der Erhaltung des Schwerpunktes wird erweitert, indem es auch auf strahlende Systeme ausgedehnt wird; denn eine elektromagnetische Strahlung ist mit einer Massenausstrahlung verbunden. Daß diese Theorie auch für die Astronomie von grundlegender Bedeutung sein wird und durch eine Erweiterung der NEWTONschen Gesetze eine bessere Übereinstimmung mit den astronomischen Beobachtungen herbeizuführen bestimmt ist, mag ebenfalls erwähnt werden.

Eine eigentümliche Umgestaltung erfährt der Begriff des Äthers. Denn wenn eine rein translatorische Bewegung eines Systems die sich auf ihm abspielenden Erscheinungen nicht beeinflußt, so müssen dem Äther als dem Vermittler dieser Vorgänge Eigenschaften zugeschrieben werden, die mit dem bisherigen Ätherbilde unverträglich sind. Die bisherige dualistische Auffassung von Äther und Materie muß einer monistischen weichen.

So zeigt sich das Relativitätsprinzip als ein weitreichendes, überraschend vereinheitlichendes Prinzip, und mußte deshalb gebieterisch eine direkte experimentelle Prüfung fordern.

Es war von vornherein klar, daß nur solche Erscheinungen zum Beweise der Gültigkeit der im Wettstreit stehenden Theorie herangezogen werden konnten, bei denen Körper sich mit großer Geschwindigkeit bewegen. Hierzu boten sich Messungen an Becquerelstrahlen dar und Herr W. KAUFMANN unterzog sich der schwierigen Aufgabe, dahinzielende Versuche anzustellen. Die Methode KAUFMANNS ist allen bekannt, ebenso die Tatsache, daß KAUFMANN mit Bestimmtheit den Schluß gezogen hat, daß die Relativtheorie durch seine Versuche als widerlegt zu betrachten sei.

Durch dieses Ergebnis war eine Situation von einzigartiger Schwierigkeit geschaffen.

Während einige Physiker das Relativitätsprinzip weiter ausbauten, in der Erwartung, daß genauere Messungen schließlich doch seine Bestätigung bringen würden, sahen andere, und dazu gehörte ich auch, damals die KAUFMANNschen Resultate als entscheidend an. Da alle sonstigen Beobachtungen auf das Bestehen

irgendeines noch unbekannten Relativitätsprinzips hinwiesen, so entwickelte ich ein neues Relativitätsprinzip, welches aber nur den Charakter einer Rechenvorschrift beanspruchte. Die KAUFMANNschen Messungen waren mit diesem Prinzip vereinbar und es handelte sich, wie ich damals erwähnte, nur noch um die Untersuchung der Ablenkung von schief gegen das magnetische Feld fliegenden Elektronen. Hier mußten Unterschiede gegen die MAXWELLsche Theorie auftreten.

Eine Klärung der geschilderten Sachlage konnte nur durch neue mit wesentlich erhöhter Präzision angestellte Versuche bewirkt werden. Ich arbeitete zu diesem Zweck eine neue Versuchsanordnung aus, die ich bereits in der Physikalischen Zeitschrift beschrieben habe. Die gewählte Methode gestattet sowohl eine Prüfung meines Relativitätsprinzips, d. h. eine Untersuchung der Ablenkung schief gegen die Feldrichtung fliegender Elektronen, als auch eine experimentelle Entscheidung zwischen dem LORENTZ-EINSTEINschen Relativitätsprinzip und der ursprünglichen MAXWELLschen Theorie. Letztere ist allerdings bereits auf anderen Gebieten durch die Erfahrung widerlegt. Man läßt Becquerelstrahlen durch ein Kondensatorfeld fliegen und kompensiert die auf die Elektronen wirkenden elektrischen Kräfte durch Überlagerung eines den Kondensatorplatten parallelen Magnetfeldes. Nach dem Austritt aus dem Kondensator wirkt dann das Magnetfeld allein auf die Strahlen. Die abgelenkten Elektronen fallen auf eine photographische Platte oder auf einen Film, so daß die Ablenkung gemessen werden kann. Da die von dem Magnetfelde herrührende Kraft der Geschwindigkeit der Elektronen proportional ist, so kann die Kompensation nur für eine ganz bestimmte Geschwindigkeit bestehen, und nur Elektronen von dieser Geschwindigkeit können unabgelenkt das Kondensatorfeld durchfliegen und deshalb austreten.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung sind nun folgende: Der Kondensator besteht aus zwei kreisrunden, horizontal liegenden Platten, deren Durchmesser etwa 8 cm und deren Abstand voneinander etwa $^1/_4$ mm beträgt. Als Strahlungsquelle wird ein Körnchen Radiumsalz in Form einer kleinen Kugel und zwar das Fluorid anstatt des bisher verwandten Bromids zwischen die Platten in den Mittelpunkt des Kondensators gebracht. Da die

spezifische Konzentration des Radiums im Fluorid mehr als doppelt so groß ist wie im Bromid, so wird die Expositionszeit durch Verwendung des Fluorids ganz wesentlich herabgesetzt, was bei diesen Versuchen von großer Bedeutung ist. Der Kondensator befindet sich in einer zylinderförmigen Dose aus Messing und zwar in halber Höhe vom Boden, so daß seine Flächen genau senkrecht zur Zylinderachse liegen, die durch den Mittelpunkt des Kondensators geht. Die sehr exakt gearbeitete zylinderförmige Dose hat einen inneren Durchmesser von etwa 16 cm und eine innere Höhe von 8 cm. Die Dose kann durch einen aufgeschliffenen Glasdeckel luftdicht verschlossen werden, so daß sie evakuiert werden kann. Die zur Verwendung kommende Luftpumpe war eine Gaedepumpe, die sich vorzüglich bewährte. Durch passende Durchbohrungen werden die Zuleitungen von einer Akkumulatorenbatterie isoliert in das Messinggefäß eingelassen. Der photographische Film wird durch zwei Federn gegen die Innenwand der Dose angepreßt. Letztere läßt sich in das Innere eines Solenoids einschieben, dessen rechteckiger Querschnitt den Dimensionen der Dose angepaßt ist. Das Solenoid ist 103 cm lang und hat zwei Wickelungen von je etwa 103 Windungen. Die mit dem Solenoid erreichbare Feldstärke war rund 140 Gauss.

Der Zweck meiner Anordnung ist leicht zu erkennen. Da die Richtungen der Strahlen nämlich alle möglichen Winkel α mit der Richtung der magnetischen Kraft bilden, so wird die Kraft, die nach der MAXWELLschen Theorie auftritt, alle möglichen Werte annehmen. Wird die elektrodynamische Kraft durch die elektrische Kraft F kompensiert, so ist

$$\frac{u}{v} = \beta = \frac{F}{vH \sin \alpha}.$$

Vermittelst dieser Anordnung finden Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit ganz automatisch den Winkel, für den bei gegebenen Feldstärken die Kompensation eintritt und der ihnen gestattet, den Kondensator zu verlassen.

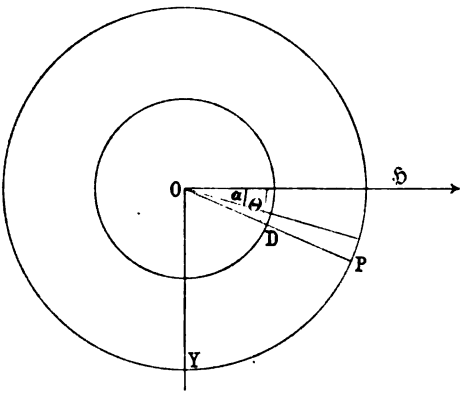
Es werden also Elektronen aller Geschwindigkeiten mit ihren entsprechenden Massen auf den Film auftreffen und so eine Kurve erzeugen, welche die spezifische Ladung als Funktion der Ge-

schwindigkeit zu bestimmen gestattet. Es genügt demgemäß eine einzelne Exposition zur Prüfung der verschiedenen Theorien des Elektrons. Die Bewegungsgleichungen der Elektronen nehmen folgende Form an:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dt}(mx') &= 0 \\ \frac{d}{dt}(my') &= \varepsilon H z' \\ \frac{d}{dt}(mz') &= -\varepsilon H y' \end{aligned}\right\} \qquad \text{I)}$$

Hier bedeuten ε, m die spezifische Ladung und die Masse des Elektrons. Die Richtung der zunehmenden x ist die Richtung des Magnetfeldes $\mathfrak{H}$. Während die X- und Y-Achsen in die Ebene der Kondensatorplatten fallen, steht z senkrecht auf dieser Ebene. Innerhalb des Kondensators bildet die Bewegungsrichtung mit $\mathfrak{H}$ den Winkel α. Infolge der Spiralbewegung im reinen Magnetfelde weicht aber diese Richtung von der ursprünglichen ab, so daß die Auftreffstelle P auf dem Film in der von α etwas abweichenden Richtung Θ liegt. Integriert man die Gleichungen und setzt $\varphi = \frac{\varepsilon}{m} Ht$, so folgt

Fig. 1.



$$\left.\begin{aligned} x' &= u\cos\alpha \\ y' &= u\sin\alpha\cos\varphi \\ z' &= -u\sin\alpha\sin\varphi \end{aligned}\right\} \qquad \text{II)}$$

Setzt man ferner $OD = DP = a$ und $u = \frac{F}{H\sin\alpha}$, so erhält man durch nochmalige Integration:

$$\left.\begin{aligned} x &= a\cos\alpha + \frac{m}{\varepsilon}\frac{F}{H^2}\varphi\cot\alpha \\ y &= a\sin\alpha + \frac{m}{\varepsilon}\frac{F}{H^2}\sin\varphi \\ z &= \frac{m}{\varepsilon}\frac{F}{H^2}(1-\cos\varphi) \end{aligned}\right\} \quad \text{III)}$$

Bezeichnet man den an der Auftreffstelle des Elektrons auf dem Film bestehenden Wert von x, y, z und φ durch den Index 0 und setzt man ferner $\frac{F}{2aH^2} = K$, so findet man:

$$\frac{x_0}{2a} = \cos\Theta = \frac{1}{2}\cos\alpha + K\frac{m}{\varepsilon}\varphi_0\cot\alpha \qquad 1)$$

$$\frac{y_0}{2a} = \sin\Theta = \frac{1}{2}\sin\alpha + K\frac{m}{\varepsilon}\sin\varphi_0 \qquad 2)$$

$$\frac{z_0}{2a} = \frac{Km}{\varepsilon}(1-\cos\varphi_0). \qquad 3)$$

Durch Einsetzen von 3) in 1) und 2) folgt

$$\sin\Theta = \frac{1}{2}\sin\alpha + \frac{z_0\sin\varphi_0}{2a(1-\cos\varphi_0)} \qquad 1a)$$

$$\cos\Theta = \frac{1}{2}\cos\alpha + \frac{z_0\varphi_0\cot\alpha}{2a(1-\cos\varphi_0)}. \qquad 2a)$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich α und daraus die Geschwindigkeit des in P auftreffenden Strahles.

Da Θ wenig von α abweicht, so verfährt man weiterhin gerade so, als ob das in P auftreffende Elektron sich mit der so berechneten Geschwindigkeit auf einer kreisförmigen Bahn in einer durch das Radiumkorn und P gehenden Vertikalebene bewegt hätte.

Nun ist die im Magnetfelde wirkende Kraft

$$\frac{mu^2}{r} = \varepsilon H u\sin\alpha. \qquad 4)$$

Wie aber eine einfache Rechnung zeigt, ist:

$$\frac{1}{r} = \frac{a^2}{2z}\left(1+\frac{z^2}{a^2}\right). \qquad 5)$$

Nach LORENTZ ist bekanntlich:

$$\frac{\varepsilon}{m} = \frac{\varepsilon}{m_0}(1 - \beta^2)^{1/2}. \qquad 6)$$

Daher ist nach 4), 5) und 6)

$$\frac{\varepsilon}{m_0} = \frac{2\varepsilon v}{a^2\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{a^2}\right) H \sin\alpha} \tan \operatorname{arc} \sin \beta. \qquad 7)$$

Dagegen erhält man nach der ursprünglichen MAXWELLschen Theorie, wenn man die ABRAHAMsche Formel für $\frac{\varepsilon}{m}$ anwendet und wenn man $\beta = \tan h\,\delta$ setzt:

$$\frac{\varepsilon}{m_0} = \frac{2\varepsilon v}{a^2\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{a^2}\right) H \sin\alpha} \left\{\frac{3\,(2\delta - \tan h\,2\delta)}{4\beta \tan h\,2\delta}\right\}. \qquad 8)$$

Offenbar ist diejenige Theorie die gültige, für welche $\frac{\varepsilon}{m_0}$ innerhalb der Beobachtungsfehler für beliebige Werte von β eine wirkliche Konstante ist.

Die Versuche.

Ich übergehe an dieser Stelle die Versuche, welche ich zur Prüfung meines Relativitätsprinzips unternommen hatte. Es genüge die Mitteilung, daß ich durch meine Versuche diese Theorie widerlegt habe.

Es handelte sich deshalb weiterhin nur noch um die Frage, ob LORENTZ-EINSTEINsche Theorie oder MAXWELLsche Theorie.

Bei der Untersuchung dieser Frage ließ ich mich von folgenden Gesichtspunkten leiten.

1. Es war anzustreben, einen möglichst großen Geschwindigkeitsbereich von Strahlen der Untersuchung zu unterziehen, denn nur so kann die gesuchte Geschwindigkeitsfunktion mit Zuverlässigkeit bestimmt werden. Zu schnelle Strahlen waren auszuschließen, weil die prozentischen Fehler bei ihrer geringen Ablenkbarkeit zu groß werden.

2. Da die spezifische Ladung bei sehr geringen Geschwindigkeiten für die zur Entscheidung stehenden Theorien denselben

Wert annimmt, so waren zum Zweck der Bestimmung von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ unter anderen auch möglichst langsame Strahlen zu untersuchen.

Es ist mir in der Tat gelungen, Strahlen von $^1/_3$ Lichtgeschwindigkeit zur Ablenkung und radiographischen Fixierung zu bringen. Es ist dies auch deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil damit die Untersuchung auf ein einziges Gebiet beschränkt bleibt. Ein Zurückgreifen auf Vergleiche mit Kathodenstrahlwerten wird vermieden. Die bisherigen Kathodenstrahlmessungen sind nämlich mit Ausnahme der BESTELMEYERschen meines Erachtens unter schwer kontrollierbaren Umständen gemacht, indem bei der Berechnung der Geschwindigkeit eine Energiegleichung verwandt wird, die wohl kaum den komplizierten Energieänderungen in der Nähe der Kathode gerecht wird. Die Vorgänge, die sich an der Kathode abspielen, sind noch zu wenig aufgeklärt, um den Berechnungen als Grundlage dienen zu können. Daß auch der Zeemaneffekt bei dem heutigen Stande der Forschung keinen Aufschluß über die spezifische Ladung des Elektrons geben kann, geht aus den abweichenden Werten hervor, welche sich aus der Untersuchung der Spektren verschiedener Metalle bei starken und schwachen Feldern ergeben haben.

3. Ein Haupterfordernis war die Genauigkeit der Messung der Apparatkonstanten. Ich glaube in dieser Hinsicht so weit gegangen zu sein, als es die gegenwärtige physikalische Technik nur gestattet. Die Apparate wurden mit großem Geschick und Verständnis von der bekannten Firma M. WOLZ in Bonn angefertigt. Ich gebe in der Folge einen kurzen Überblick über die wichtigsten Hilfsmessungen.

I. Das elektrische Feld.

Das elektrische Feld des Kondensators ergab sich aus der Messung der Potentialdifferenz einer Akkumulatorenbatterie von 320 Elementen und der Dicke der Quarzplättchen, die den Abstand der Kondensatorplatten bestimmen. Nach jeder Messung wurde die Potentialdifferenz nach der Kompensationsmethode gemessen. Die Dickenmessung beruht auf folgender Anordnung: Der Wagebalken einer feinen Wage wurde als Hebel benutzt, dessen Drehachse die Schneide war, das andere Ende des Hebels

ruhte auf einer optisch ebenen Platte. Auf dem Wagebalken war ein vertikal stehender Spiegel befestigt, in dem sich ein feiner Platindraht spiegelte. Ein feines Wolzsches Kathetometer wurde auf das Bild eingestellt, schob man dann das zu messende Quarzplättchen zwischen Hebel und optische Platte, so verschob sich das Spiegelbild. Das Kathetometer wurde wieder eingestellt und abgelesen. Eine leichte Rechnung ergab dann die Dicke der Plättchen zu 0,250 75 mm.

II. Das Magnetfeld.

Das Solenoidfeld wurde in der Weise gemessen, daß seine magnetische Wirkung auf eine im Innern an einem Quarzfaden aufgehängte Magnetnadel durch eine genau ausmeßbare auf Marmor gewickelte Spule kompensiert wurde, welche über das Solenoid geschoben war. Es ergab sich als durchschnittliche Feldstärke $H = 23{,}24\ J$, während im Mittelpunkt des Solenoids $H = 23{,}19\ J$ war, wo J in Ampere gemessen ist. Der Strom wurde von der städtischen Zentrale geliefert und vermittelst eines Siemensschen Präzisionsamperemeters und eines Konstantanwiderstandes beständig reguliert. Die Konstanz war im allgemeinen so gut, daß man sicher sein konnte, daß der Solenoidstrom und damit das Magnetfeld auf ein Promille konstant blieb.

Die Resultate.

Jede einzelne der erhaltenen Kurven gestattet die spezifische Ladung des Elektrons als Funktion der Geschwindigkeit zu bestimmen und damit die Frage nach dem gesuchten Naturgesetz zu entscheiden. Für den Zweck dieses Vortrages habe ich es aber vorgezogen, von einer Reihe von Kurven die Maxima der Ablenkung s_m, welche mittels des Kathetometers abgelesen wurden, der Berechnung zu unterziehen. Man erhält so Ergebnisse, die unter mannigfaltigen Versuchsbedingungen erzielt wurden. Man vermeidet die bereits angegebenen, etwas umständlichen Berechnungen, deren Erörterung an dieser Stelle zu weit führen würde.

Ich habe in der folgenden Tabelle die Resultate zusammengestellt. Ich bemerke noch bezüglich der ersten Reihe, daß die kleine Abweichung des Wertes von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ wohl auf die Schwierigkeit

der Stromregulierung bei der abnorm langen Exposition zurückzuführen ist, die bei so langsamen Strahlen erforderlich wird. Ein Blick auf die beiden letzten Spalten beweist, daß die Entscheidung zugunsten der LORENTZ-EINSTEINschen Theorie fällt.

Nummer des Versuchs	β_m	H in Gauss	z_m in Millimeter	$\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^{-7}$ nach LORENTZ	$\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^{-7}$ nach MAXWELL
10 u. 11	.3178	104,54	16,37	1,695	1,676
8	.3792	115,76	14,45	1,706	1,678
7	.4286	127,35	13,5	1,706	1,670
13	.5160	127,35	10,18	1,704	1,648
3	.6879	127,54	6,23	1,705	1,578

Es erübrigt noch, auf die Möglichkeit der Anbringung einer gewissen Korrektur an den Werten der Ablenkungen zurückzukommen. Meine Berechnungen beziehen sich auf die Ablenkungen, welche die innerhalb des Kondensators kompensierten Strahlen im reinen Magnetfelde erfahren. Es treten aber außer diesen normalen Strahlen noch anormale auf, nämlich Strahlen, welche innerhalb des Kondensators keine vollständige Kompensation der wirkenden Kräfte erfahren haben und deshalb den Kondensator auf gekrümmter Bahn durchfliegen. Sie machen die Kurve etwas weniger scharf und verschieben unter Umständen etwas die Schwerpunktslinie der Kurve. Ich habe die Ablenkung dieser extremen Strahlen berechnet und mich davon überzeugt, daß sie die Resultate nicht merklich beeinflussen.

Ferner möchte ich noch zu der auffälligen Konstanz der Werte von $\frac{\varepsilon}{m_0}$ bemerken, daß es ein Vorzug der von mir verwandten Methode ist, daß, wie eine Berechnung zeigt, kleine Fehler in der Bestimmung der Feldstärke nur in geringem Maße diese Konstanz beeinflussen, vorausgesetzt, daß diese kleinen Fehler gleichmäßig bei allen Versuchen gemacht worden sind. Wenn also der Wert von $\frac{\varepsilon}{m_0} = 1{,}705 \times 10^7$ einen möglichen

Fehler enthalten kann, so wird dadurch das wesentliche Ergebnis meiner Untersuchung nicht geändert. Dieses Ergebnis ist die Bestätigung des Relativitätsprinzips.

Nachtrag. Wie eine erst nachträglich angestellte, auf einen wohlgelungenen Versuch sich stützende Berechnung zeigt, ist die Wirkung eines Schutzringes um den Kondensator nicht ohne Einfluß, wie ich anfangs glaubte und auch äußerte. Theoretisch ist die Randwirkung gerade so, als ob der Radius des Kondensators um einen kleinen Betrag — hier um 0,31 mm — vergrößert würde. Hieraus ergeben sich bei Anwendung der LORENTZschen Formel die Werte von $\frac{\varepsilon}{m_0} \times 10^7$ für die Versuche Nr. 8, 7, 13, 3 bezüglich: 1,730, 1,730, 1,729, 1,730.

Eine Neubestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen:

von J. Classen.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

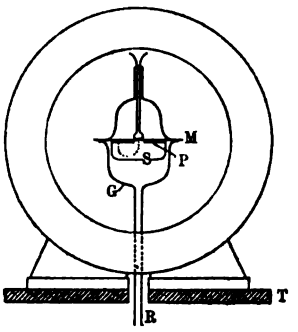
Die vorliegende Neubestimmung des Wertes von ε/μ für Kathodenstrahlen benutzt einerseits die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen, andererseits das Potentialgefälle, durch welches die Elektronen ihre Geschwindigkeit erhalten. Um ein möglichst homogenes, genau bekanntes Magnetfeld zu erhalten, waren zwei Spulen gewickelt, jede von 28 cm mittlerem Radius mit gegen 900 Windungen, die in 30 Lagen übereinander lagen. Die beiden Spulen waren in HELMHOLTZscher Anordnung im Abstande ihres Radius voneinander aufgestellt und erzeugten so ein Feld bei 1 Amp. von 28,33 Gauss, das in einer Ausdehnung von 5 cm radial und 4 cm axial von der Mitte aus gerechnet bis auf 1 Promille konstant war.

Um dieses Feld zur Ablenkung von Kathodenstrahlen benutzen zu können, mußten diese selbst an einer Stelle inmitten des homogenen Teiles des Feldes erzeugt werden. Ferner war es wünschenswert, daß die Kathodenstrahlen auf einer möglichst kurzen Strecke ihre volle Geschwindigkeit erreichten, damit der Teil ihrer Bahn, der noch nicht die genaue Kreisform hat, möglichst klein war gegenüber der ganzen der Messung zugänglichen Bahn. Die Anordnung, die nach verschiedenen Vorversuchen aus dieser Überlegung schließlich hervorging, war folgende. Einer Wehneltkathode mit sehr kleinem Oxydfleck stand in etwa 1 mm Abstand ein ausgedehntes Platinblech als Anode gegenüber, das gerade vor dem Oxydfleck eine 1 mm große Öffnung hatte. Wurde die Kathode im Vakuum zum Glühen gebracht und etwa 1000 Volt Potentialdifferenz angelegt, so trat ein scharf ausgebildeter Kathodenstrahl durch die Öffnung in der Anode hindurch. Befand sich das Ganze in dem homogenen Teil des Magnetfeldes, so wurde dann der Kathodenstrahl beim Erregen eines Feldes von

56 Gauss hinter der Anode, aus der er senkrecht heraustrat, zu einem vollen Halbkreis von etwa 37 cm Durchmesser herumgebogen. Lag an der Rückseite der Anode eine photographische Platte, so erzeugte der Kathodenstrahl auf dieser beim Einschalten des Feldes einmal in der einen Richtung, dann in der anderen zwei Spuren, deren Abstand den vierfachen Krümmungsradius der Bahn des Kathodenstrahles genau wiedergab.

Die Versuchsanordnung selbst ist in untenstehender Skizze gezeichnet. Das Magnetfeld selbst steht auf einer Tischplatte T, die in der Mitte eine Durchbohrung hat; ein in die Durchbohrung eingesetztes Rohr dient als Führung, um welches als Achse das Magnetfeld herumgedreht werden kann, so daß es in jede Orientierung zum Erdfelde gebracht werden kann. Durch die Durchbohrung des Tisches geht das Glasrohr R, das unten an einer Gaedepumpe befestigt ist; oben trägt es den Vakuumapparat, in dem die Kathodenstrahlen beobachtet werden. Dieser besteht aus der Glocke G, auf diese ist der Metallteller M aufgekittet, der in der Mitte die Anode mit der kleinen Öffnung bildet. Auf dem Teller ist die obere Glocke aufgekittet, in die von oben durch zwei Zuleitungsdrähte die Wehneltkathode eingeführt ist. Eine ringförmige photographische Platte P wurde von unten her gegen die Platte M gelegt und mit der Metallschachtel S überdeckt. Die Kathodenstrahlen nahmen dann innerhalb dieser Schachtel den Verlauf der punktierten Linien.

Fig. 1.



Der Verlauf einer Messung war folgender: Nach Einlegen der photographischen Platte wurde unter Glühen der Oxydkathode möglichst hohes Vakuum hergestellt, das Magnetfeld erregt und dann das Potential von 1000 Volt angelegt, zwei Sekunden exponiert und das Magnetfeld umgeschaltet, wieder zwei Sekunden exponiert und das Potential abgeschaltet. Dann wurde das Magnetfeld um 60° um die Vertikalachse gedreht, wobei der ganze Vakuumapparat unberührt blieb, und die Aufnahme wiederholt. In gleicher Weise wurden auf jeder Platte sechs Aufnahmen ge-

macht. Als Quelle der Spannung diente eine Hochspannungsbatterie. Die Spannung wurde gemessen durch eine Kompensationseinrichtung, in welcher durch ein Westonnormalelement ein Strom von genau 0,01 Amp. hergestellt wurde. Bei 1000 Volt wurde daher ein Widerstand von 100000 Ohm, bei 4000 Volt vier solche Widerstände als Maß gebraucht. Die Ströme im Magnetfelde wurden gemessen, indem bei der Feldstärke von 56 Gauss die Spannung von zwei Westonelementen an den Enden eines Normalohm hergestellt wurde. Bei dem doppelten Felde wurde die Spannung der gleichen Westonelemente an zwei parallel geschalteten Normalohm hergestellt. Die Ausmessung der Platte geschah mit einem Komparator von Zeiss.

Die Theorie der Versuche ist folgende:

Ist V die angelegte Potentialdifferenz, v die Geschwindigkeit des Elektrons, H die magnetische Feldstärke, r der Krümmungsradius der Bahn, so haben wir die beiden Gleichungen:

$$\varepsilon V = \frac{1}{2}\mu v^2 \quad \text{und} \quad \varepsilon v H = \mu \frac{v^2}{r},$$

aus denen sich leicht ergibt:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2V}{r^2 H^2}.$$

Auf diese Weise wurde für 1000 Volt als Mittel aus 17 Messungen der Wert gefunden $\varepsilon/\mu = 1{,}774$, wobei die größte Abweichung einer Messung von diesem Mittelwert nur vier Einheiten der letzten Stelle betrug.

Zeigten diese Messungen recht gut untereinander übereinstimmende Werte, so blieb jedoch noch die Möglichkeit eines systematischen Fehlers zu erörtern. Bei der Versuchsanordnung wird angenommen, daß das ganze Potentialgefälle voll zur Erzeugung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zur Geltung kommt, während doch die Möglichkeit eines Potentialsprunges an der Kathode infolge von Arbeitsleistung beim Austritt der Elektronen aus der glühenden Fläche nicht ausgeschlossen ist. Wenn dies der Fall ist, so durfte nicht das volle Potentialgefälle in Rechnung gesetzt werden; die gefundene Zahl wäre also zu groß.

Um eine Vorstellung von der Größe des hierdurch bewirkten Fehlers zu erlangen, wurde ermittelt, mit wie geringen Span-

nungen schon ein Elektronenstrom erzeugt werden konnte. Es zeigte sich, daß bei geringerem Glühen bei 3 bis 4 Volt, bei stärkerem Glühen schon bei 1 Volt ein Elektronenstrom zweifellos nachweisbar war. Demnach war es nicht wahrscheinlich, daß ein etwa störender Potentialsprung größer als 1 bis 3 Volt sein könnte, was einem Fehler im Endresultate von höchstens 1 Promille entsprechen würde.

Zur weiteren Bestätigung wurden auf der gleichen Platte Aufnahmen gemacht erst mit 4000 Volt und der doppelten Stromstärke im Felde und dann mit 1000 Volt und der einfachen Stromstärke. Durch Ausmessung einer solchen Platte erhält man nach obiger Formel direkt das Verhältnis:

$$\frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}} = \frac{V_{1000}\, r^2_{4000}\, H^2_{4000}}{V_{4000}\, r^2_{1000}\, H^2_{1000}}.$$

Hierbei ist die Messung des Verhältnisses der Spannungen und der Feldstärken lediglich zurückgeführt auf Vergleichung von Normalwiderständen, also mit außerordentlicher Genauigkeit erreichbar. Die Messung von $r_{4000} : r_{1000}$ ist ebenfalls, weil auf derselben Platte geschehend, von allen störenden Unsicherheiten vollständig frei. Auf diese Weise wurden für $\frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}}$ die Werte 1,008, 1,010, 1,006, 1,004 erhalten. Die Theorie von LORENTZ verlangt 1,006. Die beobachteten Zahlen weichen untereinander und im Mittel von der theoretisch erwarteten mehr ab, als die Versuchsgenauigkeit zulassen sollte. Hieraus ist zu schließen, daß in der Tat in den Messungen noch eine Fehlerquelle liegt, die die vierte Ziffer des Resultats um zwei bis drei Einheiten unsicher macht. Bestände ein konstanter Potentialsprung an der Kathode von 3 Volt, so würden in der Formel für $\mu_{4000} : \mu_{1000}$ beide V um 3 Einheiten, also das Endresultat um 2 bis 3 Promille zu verkleinern sein. Die für $\mu_{4000} : \mu_{1000}$ gefundenen Zahlen deuten darauf hin, daß Potentialsprünge von dieser Größenordnung vorkommen können, aber nicht gleichmäßig vorhanden sind.

Schließlich wurde noch unmittelbar vor die glühende Kathode in etwa 0,2 mm Abstand ein starkes Platinblech gebracht, das an ein Ende des glühenden Bleches angeschlossen war und gerade vor dem Oxydfleck ein kleines Loch von nur 0,3 mm Durchmesser

hatte. Wenn bei dieser Anordnung überhaupt Elektronen aus dem Oxydfleck heraustraten, so konnten sie nur durch das zwischen Oxydfleck und vorgelagertem Blech bestehende Potentialgefälle von höchstens 1 Volt (je nach dem Glühgrad) herausgetrieben sein. Gerieten diese Elektronen durch die kleine Öffnung, so erhielten sie nun durch das volle Potentialgefälle von 1000 bzw. 4000 Volt ihre große Geschwindigkeit. In diesem Falle war also nicht mit einem Potentialsprung zu rechnen, sondern im Gegenteil die Elektronen konnten schon eine Anfangsgeschwindigkeit haben; die erhaltenen Zahlen müßten dann zu klein ausfallen. Auf diese Weise wurde gefunden für

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}7728 \quad \text{und} \quad \frac{\mu_{4000}}{\mu_{1000}} = 1{,}004.$$

Die nahe Übereinstimmung dieser Zahl für ε/μ mit der vorher gefundenen läßt wohl jetzt den Schluß zu, daß die Zahl $1{,}773 \cdot 10^7$ für 1000 Volt um nicht mehr als zwei Einheiten der letzten Ziffer unsicher sein wird.

Über positive Strahlen;

von W. Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

Vor einem halben Jahre habe ich in den Sitzungsberichten der Münchener Akademie über Versuche berichtet, aus denen hervorging, daß die positiven Strahlen bei der Gasentladung, die sogenannten Kanalstrahlen, sich in einem Gleichgewichtszustande befinden, bei welchem die in Bewegung befindlichen Atome ihre Ladung kürzere oder längere Zeit behalten und wieder abgeben. Dieser Gleichgewichtszustand scheint sich, wenn er durch äußere Einwirkungen gestört wird, von selbst wieder herzustellen. Ich möchte nun über weitere Versuche über diese eigentümlichen Verhältnisse berichten, dabei aber besonders hervorheben, daß noch eine große Anzahl von Fragen unbeantwortet bleiben. Es werden noch sehr viele und mannigfaltige Versuche nötig sein, um diese offenbar sehr verwickelten Vorgänge auch nur einigermaßen vollständig zu klären.

Meine Versuche gingen zunächst in der Richtung, ob die eben erwähnten Experimente dieselben Ergebnisse haben, wenn man die Kanalstrahlen in das äußerste, mit den heutigen Hilfsmitteln erreichbare Vakuum treten läßt.

Ein solches kann man erreichen, wenn man den Beobachtungsraum mit der Entladungsröhre durch eine Kapillare von 2 mm Durchmesser und 6 cm Länge verbindet, durch welche die Kanalstrahlen hindurchgehen, während mit dem Beobachtungsraum durch eine weite Röhre ein mit ausgeglühter Kohle gefülltes Gefäß, das durch flüssige Luft gekühlt werden kann, verbunden wird.

Die durch die Kapillare in den Beobachtungsraum strömende Luft wird sofort von der Kohle aufgenommen und das Vakuum hält sich dadurch auf bedeutender Höhe. In die Entladungsröhre muß dann durch eine lange enge Kapillare Luft nachströmen.

Diese Strömung läßt sich durch Regulierung des Überdruckes leicht so einrichten, daß man eine gewünschte konstante Spannung für die Entladung erhält.

Die in das hohe Vakuum eintretenden Kanalstrahlen wurden nun, genau wie bei den früheren Versuchen, hintereinander zwei unabhängig voneinander zu erregenden Magnetfeldern ausgesetzt. Die Ergebnisse waren, daß auch in dem erhöhten Vakuum die Kanalstrahlen wieder neugeladene Teilchen bilden, wenn durch das erste Magnetfeld die zunächst vorhandenen abgelenkt sind, da das zweite Feld ein vom ersten Feld beeinflußtes Kanalstrahlenbündel prozentisch ebenso schwächt, wie ein vorher nicht beeinflußtes.

Die Beobachtungen waren nur weniger genau, weil in dem mit flüssiger Luft erzeugten Vakuum die Ablenkbarkeit der Strahlen überhaupt wesentlich geringer ist, eine von mir schon viel früher gemachte Beobachtung. Versuche, im hohen Vakuum exakte Wirkungen der elektrostatischen Ablenkung auszuführen, schlugen fehl, weil auch hier noch in dem Kanalstrahlenbündel eine erhebliche Leitfähigkeit sich zeigt.

Bei den weiteren Versuchen wurde nun zunächst der Zusammenhang zwischen der von den Kathodenstrahlen hervorgerufenen Lichtemission und der transportierten Elektrizitätsmenge untersucht. Zu dem Zwecke wurde ein Kanalstrahlenbündel untersucht, das durch die Öffnung einer Eisenelektrode austrat und gleich nach seinem Austritt zwischen die konischen Pole eines starken Elektromagneten gelangte. Es zeigte sich, daß trotz des aus sehr dicken Eisenplatten bestehenden Schutzes der Entladungsröhre bei der Erregung starker Felder der Magnetismus doch schon auf die Kanalstrahlen einwirkte, bevor sie die Eisenelektrode erreicht oder verlassen hatten. Es ging dies daraus hervor, daß ein aus einer 23 cm langen, vorn offenen Messingröhre, die das Glasrohr völlig ausfüllte, bestehender Auffänger, der mit einem Galvanometer verbunden war und den gesamten Kanalstrahlenstrom auffing, eine ebenso große Schwächung des aufgefangenen Stromes anzeigte, wenn er bei erregtem Magnetfeld ganz nahe an die Eisenelektrode herangeschoben wurde, als in größerer Entfernung. Trotz des sehr kräftigen Magnetfeldes bemerkt man an dem austretenden Kanalstrahlenbündel in un-

Spannung	Abstand von der Elektrode	Intensität nach der Magneterregung in Prozenten des Wertes ohne Magneterregung	
		der Helligkeit	des Stromes
Volt	mm		
1 800	330	35	35
2 700	330	24	24
2 700	330	24	25
2 600	50	100 99 92 98	49
2 700	100	100 92 94	53
		100 92 98	53 52 [1])
10 500	120	92	35
	100	94	26
12 000	1060 A	81	84
	B	43	37
	A	87	85
	B	42	37
17 000	1060 A	78	76
	B	42	38
	A	67	72
	B	42	37
12 000	650 A	89	77
	B	67	42
	A	88	78
	B	64	40
10 200	120	91 100 93 94	24 25 25 25

mittelbarer Nähe der Eisenelektrode keine Veränderung der ausgesandten Lichtintensität. Erst in einem Abstande von etwa 12 cm beginnen sich die abgelenkten Strahlen zu bilden an einer Stelle, wo das Kanalstrahlenbündel nicht mehr ganz scharf begrenzt, sondern etwas diffus geworden ist. Eine genaue photo-

[1]) Auffänger übers Gesichtsfeld geschoben.

metrische Messung mit Hilfe eines WEBERschen Photometers, das vertikal von oben auf das Kanalstrahlenbündel gerichtet war, während die magnetischen Kraftlinien horizontal verliefen, zeigte auch nur eine äußerst geringe Änderung der Lichtintensität im Kanalstrahlenbündel an, während die transportierte Elektrizitätsmenge auf 50 bis 25 Proz., je nach den näheren Verhältnissen der Entladung, bei Erregung des Magnetfeldes sank, wie aus der die Beobachtungen darstellenden Tabelle genauer zu ersehen ist. Es ist also das aus der Eisenelektrode austretende Kanalstrahlenbündel durch Erregung des Magneten wesentlich ärmer an positiven Teilchen geworden, während die Lichtintensität so gut wie ungeschwächt ist.

Aus diesen Beobachtungen geht hervor, daß die magnetisch wenig beeinflußbaren Teilchen der Kanalstrahlen die hauptsächlichsten Träger der Lichtemission sind.

Beobachtet man nun die von den Kanalstrahlen emittierte Lichtintensität in größerem Abstande, so zeigt sich ein immer mehr wachsender Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtemission. Um diese Verhältnisse genauer zu untersuchen, wurde das gesamte, in größerer Entfernung völlig diffus gewordene Kanalstrahlenbündel photometriert und gleichzeitig an derselben Stelle die transportierte Elektrizitätsmenge gemessen, beides mit und ohne Magneterregung. In größerer Entfernung ist die Lichtintensität des Kanalstrahlenbündels recht schwach und eine Messung mit einem gewöhnlichen Photometer nicht ausführbar, da die beleuchteten Flächen zu klein sind. Es wurde deshalb ein Stück der Röhre von 6 cm Länge durch schwarzes Papier abgegrenzt und unmittelbar unter die Röhre eine Milchglasplatte in Größe des beobachteten Stückes der Röhre, gestellt. Diese Milchglasplatte wurde von einer GEISSLERschen Röhre beleuchtet, die mit Wasserstoff gefüllt war. Es ist bei dieser Photometrie notwendig, daß beide miteinander verglichenen Flächen von Licht derselben spektralen Zusammensetzung erleuchtet werden.

In genügend großer Entfernung ergab sich nun, daß die Helligkeit des Kanalstrahlenbündels prozentisch in gleicher Weise durch den Magneten geschwächt wurde, wie die transportierte Elektrizitätsmenge. Die Entfernung, in welcher die Schwächung

der Lichtintensität ebenso groß war wie die der Elektrizitätsmenge, hängt wesentlich von der Entladungsspannung ab. Bei niedriger Spannung ist sie kleiner als bei höherer. Man ersieht diese Beobachtungen ebenfalls aus der Tabelle. Die mit A und B bezeichneten Wirkungen beziehen sich auf kommutierten magnetisierenden Strom. Da die lange Glasröhre nicht ganz gerade war, lag das Kanalstrahlenbündel in größerer Entfernung von der Eisenelektrode nicht mehr genau in der Achse der Röhre. Dadurch war eine Unsymmetrie bedingt, welche sich in einer verschiedenen Schwächung der Kanalstrahlen zu erkennen gab, wenn das Magnetfeld kommutiert wurde. Man sieht aber, daß die verschiedene Schwächung sich in gleicher Weise bei der Lichtintensität und beim Strom zu erkennen gibt.

Es geht aus diesen Beobachtungen hervor, daß sich der durch den Magneten gestörte Gleichgewichtszustand erst nach einem längeren Wege herstellt, bei dem die von Kanalstrahlen ausgesandte Lichtintensität wieder der transportierten Elektrizitätsmenge entspricht. Die Länge dieses Weges ist bei höherer Spannung eine größere als bei tieferer.

Wenn man in die Entladungsröhre zwischen der bisherigen Kathode und der Anode eine zweite Eisenelektrode einsetzt und diese zur Kathode macht, so haben die Kanalstrahlen einen längeren Weg zurückzulegen, ehe sie in den Beobachtungsraum gelangen. Das magnetische Feld schwächt hier die Stromstärke bis ungefähr die Hälfte bei 10000 Volt, wenn der Auffänger nahe an die Eisenelektrode gerückt ist. Die Schwächung ist hier geringer, als wenn die Elektrode Kathode ist und daher die Entladung unmittelbar hinter ihr stattfindet. Aber auch hier ist die Schwächung des Stromes viel stärker als die des Leuchtens.

Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur. Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen;

von H. Rubens.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

In einer Reihe der früheren Abhandlungen haben Herr E. Hagen und ich gezeigt, daß das Emissionsvermögen J der Metalle im Gebiete langer Wellen durch die Formel dargestellt wird:

$$J = 100 - R = \frac{K}{\sqrt{\varkappa \lambda}}. \qquad 1)$$

Hierin bedeutet J das Emissionsvermögen des Metalles, wenn dasjenige des schwarzen Körpers für die gleiche Wellenlänge gleich 100 gesetzt wird; R das Reflexionsvermögen in Prozenten; $\varkappa$ das Leitvermögen und λ die Wellenlänge in μ. Die Konstante K ist keine empirische Größe, sondern ergibt sich aus der Maxwellschen Theorie zu

$$K = 2\sqrt{\frac{10^{13}}{c}} = 36{,}5 \qquad 2)$$

wenn man für die Lichtgeschwindigkeit c ihren Wert $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec einsetzt.

Die Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur haben wir bereits früher für ein bestimmtes Metall, nämlich Platin, geprüft und befriedigende Übereinstimmung mit den nach Formel 1) berechneten Werten erhalten. Diese Versuche haben wir neuerdings fortgesetzt und nach verschiedenen Richtungen erheblich erweitert, indem wir an mehreren Stellen des Spektrums und für eine größere Zahl von Metallen und Legierungen den Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens ermittelten und mit den Werten verglichen, welche sich hierfür aus der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit unter Berücksichtigung der Formel 1) ergeben.

Solche Messungen erschienen uns aus zwei Gründen wichtig. Erstens nämlich läßt sich die Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur viel leichter und genauer messen, als der Absolutwert des Emissionsvermögens für eine bestimmte Temperatur. Es läßt sich also auch an der Hand jener Messungen eine exaktere Prüfung der Formel 1) vornehmen. Zweitens muß die Untersuchung der Änderung des Temperaturkoeffizienten mit der Wellenlänge zu interessanten Ergebnissen führen; denn im sichtbaren Spektrum ist dieser Temperaturkoeffizient verschwindend klein, wie aus optischen Versuchen hinreichend bekannt ist; im Gebiete langer Wellen dagegen sind nach der elektromagnetischen Lichttheorie für reine Metalle sehr hohe, für Legierungen dagegen im allgemeinen sehr geringe Temperaturkoeffizienten zu erwarten.

Unsere bisherigen Messungen beziehen sich auf zwei Stellen des langwelligen ultraroten Spektrums, welche den Reststrahlen von Flußspat (vier Reflexionen, $\lambda = 26\,\mu$) und den Reststrahlen von Quarz (drei Reflexionen, $\lambda = 8{,}85\,\mu$) entsprechen. Mit der Fortsetzung der Versuche im kurzwelligen ultraroten Spektrum sind wir zurzeit noch beschäftigt.

Die Ermittelung des Emissionsvermögens geschah wie bei unseren früheren Versuchen durch Vergleichung der Strahlung des untersuchten Metallspiegels mit derjenigen eines „schwarzen Körpers“ von gleicher Temperatur. Unsere Versuchsanordnung weicht von der früher verwendeten nur insofern ab, als die strahlenden Metalle nicht durch ein Flüssigkeitsbad, sondern in einem besonders eingerichteten elektrischen Ofen erhitzt wurden. Durch geeignete Stickstoffspülung konnte die Oxydation der blanken strahlenden Oberflächen bis zu ziemlich beträchtlichen Temperaturen (300 bis 500°) verhindert werden. Die Temperaturmessung geschah mit Hilfe von Thermoelementen aus Silber und Konstantan. Von der Strahlung der Seitenwände des Ofens konnten wir uns durch Verwendung eines Rohres mit doppelter Wasserspülung freimachen, welches in dem elektrischen Ofen bis nahe an die strahlende Metallfläche heranreichte.

Unsere Messungen ergaben für die drei untersuchten Metalle (Ag, Ni, Pt) und die vier untersuchten Legierungen (Messing, Konstantan, Platinsilber, Nickelstahl) sowohl für $\lambda = 26\ \mu$ als

auch für $\lambda = 8{,}85\ \mu$ Werte des Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens, welche sehr nahe mit den aus Formel 1) berechneten Werten übereinstimmen; nur bei Platin ist die beobachtete Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur merklich größer, als man dies nach dem elektrischen Verhalten dieses Metalles erwarten sollte. Es stimmt dies mit unserem früheren Befunde vollkommen überein. Bei dem Nickel tritt die bekannte Anomalie, welche die Widerstandskurve dieses Metalles in der Nähe des magnetischen Umwandlungspunktes zeigt, auch in den Emissionskurven deutlich hervor.

Daß in dem betrachteten Spektralgebiet die „optischen" Temperaturkoeffizienten der Metalle noch vollkommen den „elektrischen" entsprechen, beweist, daß die erwarteten Übergänge in dem kurzwelligeren Teile des ultraroten Spektrums zwischen $\lambda = 0{,}7$ und $\lambda = 8{,}8\ \mu$ zu suchen sind. Wir hoffen hierüber bald Näheres berichten zu können.

Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese;

von J. Stark.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

Im folgenden wird eine vorläufige Mitteilung über Untersuchungen gegeben, welche ich gemeinsam mit Herrn Dr. W. STEUBING im Physikalischen Institut der Universität Greifswald ausgeführt habe. Die eingehende Beschreibung derselben, insbesondere die Diskussion der Fehlerquellen, soll von mir und Herrn STEUBING in den Annalen der Physik veröffentlicht werden.

Über die technische Seite der Untersuchungen seien hier kurz folgende Angaben gemacht. Als Stromquelle zur Erzeugung der Kanalstrahlen in Wasserstoff diente bis zu einer Spannung von 440 Volt das städtische Leitungsnetz, bis zu 1200 Volt eine Batterie kleiner Akkumulatoren, für Spannungen größer als 1600 Volt ein mittelgroßes Induktorium, das mit Wechselstrom betrieben wurde. Das wichtigste der ganzen Technik war die Optik. Es kam zur Verwendung der bereits an einer früheren Stelle [1]) beschriebene lichtstarke Spektrograph, zu dessen Bau die Preußische Akademie der Wissenschaften die Mittel bewilligt hatte. Als Dispersionskörper diente in ihm ein großes ROWLAND-sches Plangitter (15000 Furchen auf 1 Zoll, $8 \times 16\,\text{cm}^2$ Fläche), das Herr Geheimrat VOIGT im Einverständnis mit seinem Eigentümer, Herrn Dr. HAUSWALDT (Magdeburg), bereitwilligst zu den Untersuchungen mir überlassen hatte. Die Dispersion betrug für H_α ($\lambda = 6563{,}0$ Å.) 1,980 Å., für H_β ($\lambda = 4861{,}5$ Å.) 1,423 Å., für H_γ ($\lambda = 4340{,}7$ Å.) 0,926 Å., für H_δ ($\lambda = 4101{,}8$ Å.) 1,341 Å. auf 0,1 mm der photographischen Platte. Speziell an H_γ und H_δ wurden wichtige neue Beobachtungen gemacht, welche über meine früheren Untersuchungen an Kanalstrahlen hinausgehen. Der

[1]) Ann. d. Phys. (4) 26, 806, 1908.

Grund, warum ich jene Beobachtungen nicht schon früher machte, liegt darin, daß die Dispersion der früher von mir verwendeten Spektrographen (auf 0,1 mm mehr als 1,8 Å.) nicht groß genug war.

Bevor ich zu den experimentellen Resultaten unserer Untersuchung übergehe, erscheint es mir notwendig, die theoretischen Überlegungen [1]) mitzuteilen, welche mich zu den Experimenten anregten und bei ihrer Ausführung leiteten. Ich tue dies selbst auf die Gefahr hin, die experimentellen Resultate zu diskreditieren. Die Arbeit wurde nämlich zur Prüfung der Lichtquantenhypothese unternommen, welche von PLANCK aufgestellt worden ist, und auf deren theoretische und experimentelle Bedeutung A. EINSTEIN [2]) frühzeitig in mehreren Abhandlungen hingewiesen hat; und diese Hypothese ist so eigenartig und widerspricht so sehr den bisher üblichen Anschauungen über die Emission und Absorption des Lichtes, daß die allenthalben bemerkbare Zurückhaltung ihr gegenüber begreiflich ist. Indes scheint es mir nicht richtig, ihr gegenüber auf einem passiven Widerstand zu verharren und zu verlangen, daß man, ausgehend von bereits bekannten Eigenschaften elektromagnetischer Resonatoren, das neue hypothetisch eingeführte Charakteristikum verständlich mache; vielleicht verlangt man hiermit etwas Unmögliches, insofern es nicht ausgeschlossen ist, daß das neue Charakteristikum elektromagnetischer Resonatoren ebenso eine primäre, elementare Eigenschaft ist, wie etwa die elektrische Ladung und die Masse negativer Elektronen. Der Experimentalphysiker jedenfalls wird gut tun, gegenüber der Lichtquantenhypothese den objektiven Standpunkt des experimentell prüfenden Forschers zu wählen. An ihm ist es, Versuchsanordnungen auszudenken und zu realisieren, welche direkte Folgerungen aus der Lichtquantenhypothese in der Erfahrung nachzuweisen gestatten. Bestätigen sich diese Folgerungen nicht, dann ist jedenfalls der Erfolg erzielt, daß die Lichtquantenhypothese aus theoretischen Deduktionen zu verschwinden hat.

---

[1]) Die hier skizzierten theoretischen Überlegungen habe ich bereits an einer früheren Stelle (Phys. ZS. 8, 913, 1907) in einer etwas anderen Form auf das bis dahin vorliegende Beobachtungsmaterial angewendet.

[2]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 131, 1905; 20, 199, 1906; 22, 180, 1907.

Es sei e die oszillatorische elektromagnetische Energie, welche einem Resonator mitgeteilt oder von ihm ausgestrahlt werden kann, ε sei eine ganze Zahl (0, 1, 2, 3 . . .), $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ Erg sec^{-1} sei das PLANCKsche Wirkungselement, n die Schwingungszahl des Resonators, λ die Wellenlänge der emittierten Strahlung im Vakuum, c ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit, so gilt nach der Lichtquantenhypothese (Elementargesetz):

$$e = \varepsilon h n = \varepsilon h \frac{c}{\lambda}.$$

Gemäß diesem Elementargesetz variiert also die von einem Resonator aufgenommene oder abgegebene Energiemenge nicht stetig von Null bis zu beliebigen Werten, sondern sprungweise im Verhältnis ganzer Zahlen. Nach meinem Dafürhalten braucht man nicht eine diskontinuierliche Struktur der im Äther mit Lichtgeschwindigkeit strömenden Strahlungsenergie zu postulieren, sondern man hat in dem Vorgange, welchen das Elementargesetz regelt, eine spezifische Wirkungsweise der elektromagnetischen Resonatoren zu sehen.

An einem einzelnen Kanalstrahlenteilchen ist einerseits eine gewisse Menge kinetischer Energie $\frac{1}{2}mv^2$ lokalisiert. Andererseits sitzt auf ihm ein elektromagnetischer Resonator, welcher eine Spektrallinie zu emittieren vermag, wie die Beobachtung des Dopplereffektes an dieser lehrt. Geht das Kanalstrahlenteilchen mit seinem Resonator durch die Wirkungssphäre eines anderen materiellen Teichens im verdünnten Gas, so ist in der damit verbundenen Erschütterung die Möglichkeit gegeben, daß ein Bruchteil der kinetischen Energie des Kanalstrahlenteilchens in oszillatorische Energie des Resonators verwandelt und dann von diesem in der ihm eigentümlichen Spektrallinie wieder ausgestrahlt wird. Es sei α eine zwischen 0 und 1 liegende Zahl, $\frac{\alpha m v^2}{2}$ sei der Bruchteil der kinetischen Energie, welcher beim Durchgang durch die Wirkungssphäre für die Transformation in die oszillatorische Form disponibel wird. Trifft die Lichtquantenhypothese zu, so kann so lange in der Spektrallinie des vom Kanalstrahlenteilchen mitgeführten Resonators keine Energie ausgestrahlt werden, als

$\frac{\alpha m v^2}{2} < h\nu$ ist. Erst wenn $\frac{\alpha m v^2}{2} = h\nu$ geworden ist, wenn also die kinetische Energie des Kanalstrahlteilchens einen gewissen Schwellenwert erreicht hat, kann abrupt die Strahlung des Resonators einsetzen. Aus der Lichtquantenhypothese ergibt sich demnach als erste Folgerung, daß der Dopplereffekt bei Kanalstrahlen, der aus einer Lichtemission infolge einer Bewegung im Visionsradius resultiert, unterhalb einer gewissen Grenzgeschwindigkeit (v_1) nicht auftritt. Quantitativ weniger genau läßt sich diese Folgerung auch so formulieren: Positiv geladene Kanalstrahlenteilchen von kleiner Geschwindigkeit führen zwar eine positive Ladung, aber kein Licht mit sich; positive Teilchen von großer Geschwindigkeit dagegen können außer positiver Ladung auch Licht mit sich führen.

Die Erfahrung bestätigt diese erste theoretische Folgerung in allen bis jetzt untersuchten Fällen. Schon bei meinen ersten Beobachtungen [1]) über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen fiel mir die merkwürdige Erscheinung auf, daß zwischen der sogenannten ruhenden Linie, welche wahrscheinlich durch sekundäre Kathodenstrahlen erzeugt wird, und dem von mir als Dopplereffekt bezeichneten Streifen ein lichtloser Raum (von mir als Intensitätsminimum bezeichnet) auftritt. Diese Beobachtung wurde von anderen Autoren, vor allem von F. PASCHEN [2]), bestätigt. Und die erste Aufgabe der neuen Untersuchungen war, sie in weiten Grenzen der Wellenlänge und des Kathodenfalles zu prüfen. Es ergaben sich folgende Resultate. An den vier Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ, H_δ ist unterhalb eines gewissen Grenzwertes der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen eine bewegte Lichtintensität (Dopplereffekt) nicht nachweisbar; wenn genügend lange exponiert, also eine Unterexposition vermieden wird, ergibt sich sowohl für einen kleinen Kathodenfall (390 Volt) als für einen großen Kathodenfall (10000 Volt) derselbe Grenzwert v_1 für den Beginn der Lichtemission im Dopplereffekt. Die nachstehende Tabelle I zeigt, daß der Grenzwert v_1 langsam mit abnehmender Wellenlänge zunimmt [3]).

[1]) Ann. d. Phys. (4) 21, 438, 1906.
[2]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 247, 1907.
[3]) In der an meinen Vortrag sich anschließenden Diskussion machte

Tabelle I.

Wellenlänge λ	Grenzwert v_1
H_α 6563,0	1,07 . 10^7 cm sec^{-1}
H_β 4861,5	1,25 „
H_γ 4340,7	1,28 „
H_δ 4101,8	1,39 „

Als zweite Konsequenz aus der Lichtquantenhypothese ergibt sich folgende Überlegung. Wächst die kinetische Energie nach dem Überschreiten eines v_1 entsprechenden Grenzwertes weiter, so kann zunächst auch nur ein Lichtquantum in der betrachteten Spektrallinie durch Zusammenstoß erzeugt werden. Sowie aber die kinetische Energie so groß geworden ist, daß $\frac{\alpha m v^2}{2} = 2hn$ ist, so ist nunmehr die Möglichkeit geboten, daß bei einem Zusammenstoß zwei Lichtquanten in der betrachteten Spektrallinie erzeugt werden. Man beachte wohl, es ist nicht notwendig, daß zwei Lichtquanten bei allen Zusammenstößen oberhalb eines zweiten Schwellenwertes der kinetischen Energie erzeugt werden; die Zusammenstöße werden vielmehr zum Teil auch so verlaufen, daß nur ein Lichtquantum erzeugt wird. In diesem Umstande liegt nun offenbar die Schwierigkeit des experimentellen Nachweises der theoretisch vorhergesagten Erscheinung.

Die Intensitätsverteilung im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen hängt in erster Linie von der Geschwindigkeitsverteilung der

---

mich Herr Debye (München) darauf aufmerksam, daß die zunächst auf experimentellem Wege gefundene Abhängigkeit des Grenzwertes v_1 von der Geschwindigkeit in Übereinstimmung steht mit einer Folgerung aus der Theorie. Wenn nämlich der Koeffizient α in der Formel

$$\alpha \frac{m v_1^2}{2} = h \frac{c}{\lambda}$$

in weiten Grenzen konstant ist, dann verlangt die Theorie, daß

$$v_1 = \sqrt{\frac{2hc}{\alpha m \lambda}} = \frac{k}{\sqrt{\lambda}}$$

ist. In der Tat zeigt die von mir über v_1 mitgeteilte Tabelle, daß v_1 der Quadratwurzel aus dem reziproken Wert der Wellenlänge angenähert proportional ist.

Kanalstrahlen ab; aus dem Umstande, daß der Dopplereffekt eine kontinuierliche Folge verschobener Linien darstellt, folgt ja direkt, daß in einem Kanalstrahlenbündel alle möglichen Geschwindigkeiten zwischen Null und einer oberen Grenze vorkommen, welche durch den wirksamen Kathodenfall bestimmt wird. Würden nun bei allen Zusammenstößen oberhalb der kinetischen Energie $\frac{2h\nu}{\alpha}$ immer zwei Lichtquanten erzeugt, so würde die Kurve der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt (Vollkommenheit der photographischen Methode vorausgesetzt) in allen Fällen einen bei der Grenzgeschwindigkeit v_2 scharf einsetzenden Knick aufweisen, etwa wie es Fig. 1 schematisch zeigt. In Wirklichkeit aber wird die Kurve der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt resultieren aus der Superposition zweier Kurven, von denen die eine den Geschwindigkeiten entspricht, welche nur ein Lichtquantum infolge eines Zusammenstoßes emittieren, die andere dagegen denjenigen Geschwindigkeiten, welche zwei Lichtquanten emittieren. In Fig. 2 ist ein derartiger Fall schematisch dargestellt; die resultierende ausgezogene Kurve zeigt zwei Maxima und dazwischen ein Minimum im Dopplereffekt oder wie man sich auch ausdrücken kann, „eine Zweiteilung des Dopplereffektes". Wie direkt ersichtlich ist, entspricht das Minimum in der resultierenden Kurve nicht dem oben charakterisierten Schwellenwert der Geschwindigkeit (v_2), welcher den Beginn der Erzeugung von zwei Lichtquanten markiert. Nach diesen vorbereitenden theoretischen Überlegungen möge nunmehr die Erfahrung sprechen.

Es ist das Verdienst von F. PASCHEN [1]), zuerst eine Zweiteilung des Dopplereffektes bei Kanalstrahlen beobachtet zu haben; es war ihm dies möglich dank der großen Dispersion (0,85 bis 0,95 Å. auf 0,1 mm), mit welcher er arbeitete. Wir können alle seine Angaben über die Zweiteilung bestätigen; in einigen Punkten gehen indes unsere Resultate infolge größerer Lichtstärke oder längerer Expositionsdauer über diejenigen PASCHENS hinaus. Insbesondere suchten wir, entsprechend dem leitenden theoretischen Gesichtspunkte, auch Spektrogramme zu gewinnen, welche eine Messung des oben charakterisierten zweiten

[1]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 247, 1907.

Schwellenwertes der Geschwindigkeit (v_2) gestatten. Da es unmöglich ist, gerade die wichtigsten Details der Spektrogramme in einer Reproduktion auf Papier wiederzugeben, so muß ich mich hier darauf beschränken, die Intensitätsverteilung im Dopplereffekt unserer Spektrogramme schematisch in Kurvenform wiederzugeben. Ich bin bereit, denjenigen, welche sich für die Spektrogramme interessieren, auf Wunsch Reproduktionen auf photographischen Platten oder Films zu übersenden.

Bei einem Kathodenfall von 390 bis etwa 600 Volt ist die Intensitätsverteilung im Dopplereffekt von H_γ angenähert so, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist. Der Dopplereffekt besteht aus einer

Fig. 1.

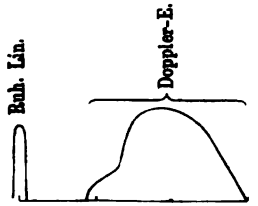


Fig. 2.

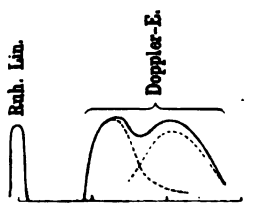


Fig. 3.

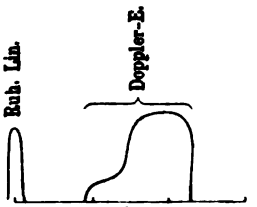
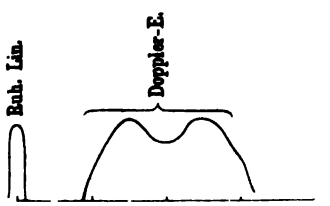


Fig. 4.



niedrigen, schwach ansteigenden Stufe, und aus einer auf sie folgenden höheren zweiten Stufe, die nach beiden Seiten steil abfällt. Wird kurz exponiert oder ist die Lichtstärke gering (z. B. bei H_δ), so erscheint die erste Stufe infolge von Unterexposition überhaupt nicht auf der photographischen Platte. Diejenige Geschwindigkeit, bei welcher die zweite Stufe sich zu erheben beginnt, sei mit v_2 bezeichnet, mit v_1 diejenige, bei welcher die erste Stufe anfängt. In Tabelle II ist für verschiedene Linien das Verhältnis v_2/v_1 und sein Quadrat zusammengestellt. Unsicher ist in ihr die Zahl für H_γ.

Tabelle II.

Wellenlänge	$\frac{v_2}{v_1}$	$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^2$
H_β 4861,5	1,57	2,46
H_γ 4340,7	1,39	1,93
H_δ 4101,8	1,37	1,88

Von etwa 600 Volt ab nimmt für H_γ die erste Stufe offenbar infolge einer günstigeren Geschwindigkeitsverteilung rasch an Höhe relativ zur zweiten zu, während gleichzeitig der Anstieg der zweiten Stufe oder des „zweiten Streifens" sanfter wird. Bei 1000 bis 1400 Volt Kathodenfall zeigt der Dopplereffekt von H_γ angenähert die in der Fig. 4 dargestellte Intensitätsverteilung; eine Messung von v_2 ist nun nicht mehr möglich. Schon wenn man für 1200 Volt Kathodenfall bei großer Lichtstärke lange exponiert, so verwachsen infolge der Unvollkommenheit der photographischen Methode die zwei Streifen in einen einzigen, wenigstens bei der von uns angewendeten Dispersion. Das gleiche tritt bei H_γ auch bei kurzer Exposition dann ein, wenn der Kathodenfall beträchtlich größer als 1200 Volt, nämlich 3000 bis 10000 Volt, wird. Der Grund dafür, daß bei großem Kathodenfall das Maximum im Dopplereffekt der nur ein Lichtquantum emittierenden Kanalstrahlenteilchen nach größeren Werten der Geschwindigkeiten in das Gebiet des Maximums für die Emission von zwei Lichtquanten rückt, ist offenbar in der geänderten Geschwindigkeitsverteilung der Kanalstrahlen zu suchen.

Da bereits die Zweiteilung des Dopplereffekts bei Kanalstrahlen nur unter ganz bestimmten Versuchsbedingungen deutlich ausgeprägt zu beobachten ist, so erschien es mir aussichtslos, nach einer Dreiteilung des Dopplereffekts zu suchen. Theoretisch ist allerdings eine solche zu erwarten; erreicht nämlich die kinetische Energie eines Kanalstrahlenteilchens den Wert $\frac{3\,h\,n}{\alpha}$, so ist die Möglichkeit gegeben, daß an ihm bei einem Zusammenstoß drei Lichtquanten von der Frequenz n erzeugt werden; die beobachtbare Intensitätsverteilung im Dopplereffekt resultiert dann aus der Superposition dreier Verteilungskurven, von denen die erste der Emission von einem Lichtquantum, die zweite der

Emission von zwei Lichtquanten, die dritte der Emission von drei Lichtquanten entspricht. Wider Erwarten habe ich nun in der Tat im Dopplereffekt von H_δ eine Dreiteilung beobachtet. Ich habe ihr zunächst großes Mißtrauen entgegengebracht; indes kehrte sie oberhalb 3600 Volt bei Variation des Kathodenfalles und der Expositionsdauer in allen Spektrogrammen wieder, die drei Streifen sind viel breiter als die ruhenden oder Bandenlinien, die sonst noch auf den Spektrogrammen vorkommen. Eine Aufnahme, bei welcher die Kanalstrahlen orthogonal zum Visionsradius liefen, ergab das Gebiet unmittelbar hinter H_δ linienfrei, auch auf meinen früheren derartigen Spektrogrammen sind unmittelbar hinter H_δ keine Linien wahrzunehmen. So komme ich zu der Folgerung, daß die beobachtete Dreiteilung des Dopplereffekts von H_δ für einen Kathodenfall größer als 3600 Volt nicht durch störende Bandenlinien vorgetäuscht ist, sondern in der Tat eine Eigenschaft der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt selbst ist.

Anhang.

Wie bei jedem naturwissenschaftlichen Problem, so sind auch bei den hier behandelten Erscheinungen die tatsächliche Beobachtung und ihre theoretische Deutung auseinander zu halten; jene bleibt bestehen, auch wenn diese wechselt. Man kann versuchen, die eigenartigen Verhältnisse der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen in anderer Weise zu erklären, als es von meiner Seite geschehen ist. Die bereits von PASCHEN versuchte Erklärung allerdings scheint mir ungenügend zu sein. PASCHEN nämlich nimmt an, daß die Zweiteilung im Dopplereffekt davon herrühre, daß in den Kanalstrahlen Wasserstoffionen vorkämen, deren Masse gleich derjenigen eines Wasserstoffatoms sei, und Wasserstoffionen, deren Masse infolge von Anlagerung eines neutralen Wasserstoffatoms gleich derjenigen von zwei Wasserstoffatomen sei. Dieser Erklärungsversuch muß erstens die unbegründete Hilfshypothese machen, daß die Lage der Spektrallinien positiver Atomionen vollkommen unabhängig sei von der Anlagerung neutraler Atome, zweitens die ebenfalls unbegründete Hilfshypothese, daß bei kleinem Kathodenfall (300 bis 600 Volt) im Kanalstrahlenbündel die Strahlen von einer Masseneinheit, bei großem Kathodenfall (3000 bis 10000 Volt) die Strahlen von

zwei Masseneinheiten an Zahl überwiegen. Vollkommen unerklärt wird von der Annahme PASCHENS die Erscheinung gelassen, daß die bewegte Intensität in allen Fällen erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes der kinetischen Energie einen von Null verschiedenen Wert annimmt.

Der Lichtquantenhypothese muß man demgegenüber jedenfalls die Gerechtigkeit widerfahren lassen, daß sie ohne eine weitere Hilfshypothese alle beobachteten Erscheinungen qualitativ und, soweit die bis jetzt erzielte Genauigkeit reicht, auch quantitativ erklärt. Durch die vorliegenden Beobachtungen scheint eine erste direkte experimentelle Bestätigung der Lichtquantenhypothese gewonnen zu sein. Es mag darum angebracht sein, hier kurz noch auf andere Erscheinungen hinzuweisen, welche ebenfalls von dem PLANCKschen Elementargesetz beherrscht zu sein scheinen.

A. EINSTEIN [1]) hat die Lichtquantenhypothese zur Erklärung des lichtelektrischen Effektes angewandt; ihm folgend hat A. JOFFÉ [2]) gezeigt, daß die Beobachtungen von E. LADENBURG [3]) über die maximale Geschwindigkeit der von Licht unterhalb λ 0,25 μ zur Emission gebrachten Kathodenstrahlen wesentlich in Übereinstimmung mit der EINSTEINschen Erklärungsweise stehen. Die Differenz zwischen Beobachtung und Theorie, daß die Abhängigkeit der maximalen Geschwindigkeit von der Wellenlänge nicht für alle Metalle die gleiche ist, braucht nicht zuungunsten der Theorie ausgelegt zu werden; es ist nämlich sehr wohl möglich, daß das Kontaktpotential in einer von Metall zu Metall verschiedenen Weise mit der bestrahlenden Wellenlänge variiert.

Von W. WIEN [4]) und mir [5]) ist gezeigt worden, daß auch die Erzeugung der Kathodenstrahlen durch die Absorption von Röntgenstrahlen auf Grund der Lichtquantenhypothese erklärt werden kann. In Übereinstimmung mit der Theorie ist die maximale Geschwindigkeit dieser Strahlen unabhängig vom Material

---

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 132, 1905.
[2]) A. JOFFÉ, Münch. Ber. 37, 279, 1907.
[3]) E. LADENBURG, Verh. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907.
[4]) W. WIEN, Gött. Nachr. 1907.
[5]) Phys. ZS. 8, 882, 1907.

des emittierenden Körpers und von der Intensität der Röntgenstrahlen, dagegen abhängig von deren Wellenlänge.

Ferner wurde von mir gezeigt, daß die Lage der im ultraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektrum liegenden Banden von chemischen Verbindungen[1]) und ihre Verschiebung durch Substitution und Kondensation auf Grund der Lichtquantenhypothese in Übereinstimmung mit der Erfahrung erklärt werden kann.

Endlich sei hier noch auf eine neue Möglichkeit hingewiesen, die Lichtquantenhypothese einer experimentellen Prüfung zu unterziehen. Ich habe bereits an früheren Stellen[2]) dargelegt, daß auch die kinetische Energie von Kathodenstrahlen in Strahlungsenergie von Spektrallinien positiver Atomionen verwandelt werden kann. Ein Kathodenstrahlteilchen kann entweder auf ein fertiges positives Atomion oder auf ein neutrales Atom stoßen und dieses ionisieren. In beiden Fällen ist nach dem Stoß ein positives Atomion vorhanden, auf welchem ein oder mehrere Resonatoren sitzen, welche die Serienlinien des Atomions emittieren. Infolge der Erschütterung beim Auftreffen des Kathodenstrahles kann der Resonator einen Teil von dessen Energie in oszillatorischer Form aufgenommen haben und mag sie danach wieder ausstrahlen. Auf diese Weise kommt nach meiner Auffassung die Emission von Serienlinien in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht bei niedriger Temperatur zustande, ebenso die Emission der ruhenden Serienlinien im Kanalstrahlenlicht. Aus der Kombination der vorstehenden Auffassung mit der Lichtquantenhypothese ergeben sich nachstehende Folgerungen.

Es sei $\beta \frac{mv^2}{2}$ der Bruchteil der kinetischen Energie eines Kathodenstrahlteilchens, welcher beim Stoß auf ein fertiges oder entstehendes positives Ion an einen Resonator auf diesem in oszillatorischer Form abgegeben werden kann; λ sei die Wellenlänge der Strahlung des Resonators. Solange $\beta \frac{mv^2}{2} < h\frac{c}{\lambda}$ ist, kann dann die betreffende Serienlinie des Atomions durch den Stoß des Kathodenstrahles nicht erregt werden. Diese Folgerung

[1]) Phys. ZS. 9, 85, 481, 661, 1908.

[2]) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1903, S. 447. Phys. ZS. 8, 398, 917, 1907.

kann auch so formuliert werden. Es sei v_m die größte in einem Gasvolumen vorkommende Kathodenstrahlgeschwindigkeit; die in dem gleichen Gasvolumen vorkommenden Atomionen mögen in allen Teilen des Spektrums auch im äußersten Ultraviolett Spektrallinien besitzen. Es können dann von den Kathodenstrahlen nicht beliebig kurze Wellen in dem betrachteten Volumen zur Emission gebracht werden, sondern das infolge von Emission wahrnehmbare Spektrum hört auf bei $\lambda = \frac{2hc}{\beta m v_m^2}$.

In der positiven Lichtsäule von nicht zu kleinem Querschnitt besitzen nur wenige Kathodenstrahlen, indem sie zufällig eine große Weglänge frei durchlaufen, eine Geschwindigkeit, die größer ist, als 30 Volt frei durchlaufener Spannungsdifferenz entspricht. Dagegen kommen in der negativen Glimmschicht auch zahlreiche Strahlen vor, deren Geschwindigkeit größer als 300 Volt ist. Aus diesem Grunde ist zu erwarten, daß das Spektrum der positiven Atomionen weiter in das äußerste Ultraviolett hineinreicht, wenn es an der negativen Glimmschicht, als wenn es an der positiven Lichtsäule beobachtet wird.

Mehr quantitatives Gewicht wäre folgender Versuchsanordnung beizulegen. Die Kathodenstrahlen werden an einer Wehnelt-schen Oxydkathode erzeugt; ihre maximale Geschwindigkeit wird durch den an dieser wirksamen Kathodenfall gegeben; dieser kann von etwa 7 Volt an zu beliebig größeren Werten erhöht werden. Diese langsamen Kathodenstrahlen läßt man in einer Gas- oder Dampfatmosphäre verlaufen, welche die Oxydkathode nicht zu rasch verändert. Beobachtet wird für die verschiedenen Werte des Kathodenfalles die Ausdehnung des von ihnen an den Atomionen zur Emission gebrachten Spektrums im äußersten Ultraviolett. Diese Ausdehnung hängt wesentlich auch ab von dem Werte des Koeffizienten β. Nehmen wir den extremen Fall an, daß $\beta = 1$ sei. Die Emission einer Linie bei $\lambda = 250\,\mu\mu$ verlangt dann eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit von 7,8 Volt, die Emission von $\lambda = 186\,\mu\mu$ eine Geschwindigkeit von 10,4 Volt. Bis zu $\lambda = 186\,\mu\mu$ kann das Spektrum noch mit dem kleinen Quarzfluoritspektrographen von Zeiss in atmosphärischer Luft, insbesondere bei Anwendung Schumannscher Platten, photographiert werden.

Durch äußere Umstände bin ich gegenwärtig verh
im vorstehenden angedeuteten Untersuchungen selbst a
Vielleicht mag ein anderer Autor aus folgenden bereits
Beobachtungen einen ersten Fingerzeig für die Inai
dieses Problems gewinnen.

C. RUNGE und F. PASCHEN[1]) ist es bereits aufge
das Linienspektrum des Sauerstoffs, wenn es von de
Lichtsäule gewonnen wird, nicht weit in das Ultraviol
reicht. Die gleiche Erscheinung fiel mir bei meine
veröffentlichten Untersuchungen[2]) über Sauerstoff auf,
einige Linien mehr als die genannten Autoren beobacht
diese Erscheinung damit zusammenhängen, daß in de
Lichtsäule in Sauerstoff der Spannungsabfall und son
schwindigkeit der Kathodenstrahlen klein ist? Ist da
der negativen Glimmschicht im Ultraviolett reicher an

Ferner fiel mir bei meinen Untersuchungen[3])
äußersten ultravioletten Linien des Zinks, Kadmiums
silbers folgendes auf. Die Beobachtungen wurden an
tiven Lichtsäule gemacht; bei Gegenwart von etwa
war der Spannungsabfall in der positiven Säule etwa
groß als nach guter Reinigung in reinem Metalld
kleinerer Stromstärke erschienen aber im ersten Falle d
ultravioletten Linien der drei Metalle intensiver als
Falle. Es dürfte interessant sein, das ultraviolett
dieser drei Metalle in der negativen Glimmschicht un
auch in den langsamen Strahlen einer WEHNELTschen C
zu untersuchen. Auffallend ist an sich schon die g
dieser Metalle an Linien im äußersten Ultraviolett fi
daß ihr Spektrum an der positiven Säule niedriger
untersucht wird.

---

[1]) C. RUNGE und F. PASCHEN, Wied. Ann. 61, 666, 1897.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 26, 817, 1908.
[3]) J. STARK und S. KINOSHITA, Ann. d. Phys. (4) 21, 470,

Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes;

von Mathias Cantor.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

Wenn man sich von der Vorstellung leiten läßt, daß die elektrische Strömung auch in metallischen Leitern mit der Translation träger Teile verbunden ist, so konnte man erwarten, daß der experimentelle Nachweis dieser Teile an solchen Stellen gelingen würde, an welchen die Stromfäden eine plötzliche Richtungsänderung erfahren. Durch die Versuchsanordnung, welche ich hier vorführen möchte, gelangt man in der Tat zu Ergebnissen, welche der erwähnten Vorstellung entsprechen.

Eine Glasplatte, welche eine möglichst scharfe Kante besitzt, ist mit einer äußerst dünnen Metallhaut überzogen. Der Metallüberzug ist in der bekannten Weise durch Einbrennen von Gold hergestellt und bildet gut spiegelnde Flächen, die sehr durchsichtig sind. Ähnlich wie der Goldüberzug verhalten sich eingebranntes Platin und sehr dünne chemische Versilberung.

Die Goldbelegung der Glasplatte wird beim Schließen des Stromschlüssels mit einer Batterie von 70 Volt verbunden und dann durchfließt ein Strom die Metallschicht so, daß die Stromfäden an der scharfen Kante geknickt werden. Parallel mit der scharfen Kante im Abstande von 2 bis 3 mm ist ein Draht isoliert aufgestellt und mit einem BRAUNschen Voltmeter verbunden. Das Voltmeter wird zunächst auf einige hundert Volt geladen. Wenn man jetzt den Strom durch die Platte schließt, so bemerkt man, daß sogleich eine kräftige Entladung des Instrumentes stattfindet. Es verschwinden positive und negative Ladungen, doch erfolgt die Entladung der positiven rascher.

Eine photographische Platte, welche im Abstand von etwa 2 mm von der wirksamen Kante entfernt durch 30 Minuten exponiert wurde, während der Strom in der beschriebenen Weise den Goldbelag durchfloß, ergab nach der Entwickelung ein kräftiges

Negativ, das ein scharfes Abbild der wirksamen Kante zeigt, und dessen Projektion ich mir hier vorzuführen erlaube. Das photographische Bild verhält sich so, als ob geladene Teile in bestimmter Richtung die scharfe Kante verlassen würden und daneben noch einige zufällige Emissionszentra vorhanden wären.

Durch demnächst im Vakuum auszuführende Versuche sollen Geschwindigkeit und Orientierung der emittierten Teile bestimmt und ihr Verhalten im elektromagnetischen Felde untersucht werden. Es läßt sich vielleicht hoffen, daß diese Versuche zu einer klaren Anschauung über den Zustand, in welchem sich ein vom Strom durchflossenes Metall befindet, führen werden. Es sei noch hinzugefügt, daß das in elektrolytischen Leitern stattfindende Phänomen der Stenolyse, welches von F. BRAUN entdeckt worden ist, mit den hier beschriebenen Erscheinungen im nahen Zusammenhang zu stehen scheint.

Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik;

von Max Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 622.)

Meine Herren! Das NEWTONsche Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion hat bekanntlich zum eigentlichen Inhalt den Satz der Konstanz der Bewegungsgröße oder des Bewegungsimpulses; ich möchte daher von jenem Prinzip auch nur im Sinne dieses Satzes reden, und zwar in seiner Bedeutung für die allgemeine Dynamik, welche nicht nur die Mechanik im engeren Sinne, sondern auch die Elektrodynamik und die Thermodynamik umfaßt.

Vielen von uns ist wohl noch in Erinnerung das Aufsehen, das es erregte, als H. A. LORENTZ bei seinem Aufbau der atomistischen Elektrodynamik auf der Grundlage des ruhenden Äthers dem dritten NEWTONschen Axiom die Allgemeingültigkeit absprach, und es konnte nicht fehlen, daß dieser Umstand, so z. B. von seiten H. POINCARÉs, als ein schwerwiegender Einwand gegen die LORENTZsche Theorie geltend gemacht wurde. Eine Art Beruhigung trat erst wieder ein, als sich zeigte, besonders durch die Untersuchungen von M. ABRAHAM, daß das Reaktionsprinzip doch noch zu retten ist, und zwar in seiner vollen Allgemeinheit, falls man nur außer der bisher allein bekannten mechanischen Bewegungsgröße noch eine neue Bewegungsgröße, die elektromagnetische, einführt. ABRAHAM hat das noch näher dadurch plausibel gemacht, daß er die Erhaltung der Bewegungsgröße in Vergleich brachte mit der Erhaltung der Energie. Ebenso, wie das Energieprinzip verletzt wird, wenn man auf die elektromagnetische Energie keine Rücksicht nimmt, und erfüllt wird, wenn man diese Energieart einführt, so wird das Reaktionsprinzip verletzt, wenn man allein die mechanische Bewegungsgröße betrachtet, dagegen erfüllt, sobald man noch die elektromagnetische Bewegungsgröße berücksichtigt.

Indessen läßt dieser an sich gewiß unanfechtbare Vergleich doch noch einen wesentlichen Unterschied unberührt. Denn bei der Energie kennen wir ohnehin schon eine ganze Reihe verschiedener Arten: die kinetische Energie, die Gravitation, die elastische Deformationsenergie, die Wärme, die chemische Energie, und es bedeutet daher keine prinzipielle Neuerung, wenn man diesen verschiedenen Formen als eine weitere Form noch die elektromagnetische Energie angliedert. Dagegen bei der Bewegungsgröße kannte man bisher nur eine einzige: eben die mechanische. Während die Energie von vornherein schon einen universellen physikalischen Begriff darstellt, war die Bewegungsgröße bisher speziell ein mechanischer Begriff, das Reaktionsprinzip ein speziell mechanischer Satz, und daher mußte die als notwendig erkannte Erweiterung immerhin auch als eine Umwälzung prinzipieller Art empfunden werden, durch welche der bisher verhältnismäßig einfache und einheitliche Begriff der Bewegungsgröße einen erheblich komplizierteren Charakter erhält.

Ist es nun nicht möglich, auch vom Standpunkt der allgemeinen Dynamik aus die Definition der Bewegungsgröße, trotzdem sie jetzt sowohl die mechanische als auch die elektromagnetische Form umfaßt, dennoch ebenso einheitlich zu gestalten, wie das früher in der Mechanik geschah? Eine Bejahung dieser Frage würde jedenfalls auch zu einem Fortschritt in der Erkenntnis der eigentlichen Bedeutung des Reaktionsprinzips führen.

In der Tat scheint eine solche einheitliche Definition der Bewegungsgröße möglich und durchführbar zu sein, wenigstens wenn man zugleich die Einsteinsche Theorie der Relativität gelten läßt[1]). Nun muß allerdings hervorgehoben werden, daß diese Theorie heutzutage noch keineswegs als gesichert anzusehen ist. Allein da ihre Abweichungen von den übrigen in Betracht kommenden Theorien sich nur auf äußerst kleine Glieder beschränken, so wird man jedenfalls sagen dürfen, daß sie eben bis auf jene Abweichungen als richtig gelten kann, und insofern behalten also die folgenden Betrachtungen unter allen Umständen eine gewisse Bedeutung.

[1]) Vgl. insbesondere F. Hasenöhrl (Sitzungsbericht d. Akad. d. Wiss. zu Wien vom 31. Oktober 1907, S. 1400), der zwar nicht direkt von der Relativitätstheorie ausgeht, aber doch, soweit ich sehe, zu ganz den nämlichen Resultaten gelangt wie diese.

In der Relativitätstheorie läßt sich nun die Bewegungsgröße ganz allgemein auf denjenigen Vektor zurückführen, welcher die Energieströmung ausdrückt, aber nicht allein die POYNTINGsche elektromagnetische Energieströmung, sondern die Energieströmung ganz im allgemeinen. Vom Standpunkt der Nahewirkungstheorie aus betrachtet, kann ja eine jede Energieart nur durch kontinuierliche Fortpflanzung, nicht durch sprungweise Änderung ihren Ort im Raum verändern. Daher erfordert das Energieprinzip allgemein, daß die Änderung der gesamten in einem Raum befindlichen Energie gleich ist einem Oberflächenintegral, nämlich der algebraischen Summe der im ganzen durch die Oberfläche des Raumes einströmenden Energie. Die Strömung kann erfolgen durch Strahlung, wie beim POYNTINGschen Vektor, durch Leitung, wie beim Druck oder Stoß und bei der Wärmeleitung, und durch Konvektion, wie beim Eintritt von ponderablen Atomen oder Elektronen durch die betrachtete Oberfläche. In jedem Falle ist die gesamte Energieströmung an jeder Stelle des Raumes, auf die Flächen- und Zeiteinheit bezogen, ein bestimmter endlicher Vektor, und der Quotient dieses Vektors durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c ist ganz allgemein die auf die Volumeneinheit bezogene Bewegungsgröße.

Nehmen wir als Beispiel eine mit der Geschwindigkeit q bewegte ponderable Flüssigkeit unter dem Drucke p. Durch ein Flächenelement df einer ruhenden normal zu q gerichteten Ebene strömt in der Zeit dt Energie durch Leitung und durch Konvektion. Die geleitete Energie ist die mechanische Arbeit: $p.df.qdt$. Die mitgeführte Energie ist: $df.\varepsilon.qdt$, wobei ε die Energiedichte bezeichnet. Folglich ist nach der Definition die Bewegungsgröße der Volumeneinheit:

$$\frac{(\varepsilon + p)q}{c^2}.$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit der gewöhnlichen mechanischen Bewegungsgröße kq, wo k die Dichtigkeit der Flüssigkeit bedeutet, so findet man:

$$k = \frac{\varepsilon + p}{c^2},$$

eine bekannte Beziehung der Relativitätstheorie [1]).

[1]) Vgl. z. B. M. PLANCK, Ann. d. Phys. (4) 25, 27, 1908. Gleichung (45).

Von dem geschilderten Standpunkte aus kann das Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion ganz allgemein als der „Trägheitssatz der Energie“ bezeichnet werden.

Wir können aber noch einen Schritt weitergehen. Wie die Konstanz der Energie den Begriff der Energieströmung, so zieht notwendig auch die Konstanz der Bewegungsgröße den Begriff der „Strömung der Bewegungsgröße“, oder kürzer gesprochen: der „Impulsströmung“, nach sich. Denn die in einem bestimmten Raum befindliche Bewegungsgröße kann sich nur durch äußere Wirkungen, also nach der Theorie der Nahewirkung nur durch Vorgänge an der Oberfläche des Raumes ändern, also ist der Betrag der Änderung in der Zeiteinheit ein Oberflächenintegral, welches als die gesamte Impulsströmung in das Innere des Raumes hinein bezeichnet werden kann. Ein wesentlicher Unterschied aber gegenüber der Energieströmung liegt darin, daß die Energie ein Skalar, die Bewegungsgröße dagegen ein Vektor ist. Daher wird die in einen Raum einströmende Energie durch ein einziges Oberflächenintegral ausgedrückt, und die Energieströmung ist ein Vektor. Dagegen wird die in einen Raum einströmende Bewegungsgröße durch drei Oberflächenintegrale ausgedrückt, entsprechend den drei Komponenten der Bewegungsgröße, und die Impulsströmung an einem Orte ist ein Tensortripel, in der Bezeichnungsweise von W. Voigt[1]), charakterisiert durch sechs Komponenten.

Um eine Vorstellung von der Bedeutung dieses Tensortripels zu gewinnen, betrachten wir zuerst die mechanische Bewegungsgröße und die ihr entsprechende mechanische Impulsströmung. Der gesamte Impulsstrom in das Innere eines Raumes hinein, also die Zunahme der im Innern befindlichen Bewegungsgröße pro Zeiteinheit, ist gleich der resultierenden mechanischen Kraft, welche auf die gesamte in dem Raume befindliche Masse wirkt. Folglich ist die Impulsströmung durch ein Oberflächenelement nichts anderes als der mechanische Druck auf das Oberflächenelement, und die Komponenten desselben von der Form:

$$\begin{aligned} X_n &= X_x \cos(nx) + X_y \cos(ny) + X_z \cos(nz) \\ Y_n &= Y_x \cos(nx) + Y_y \cos(ny) + Y_z \cos(nz) \\ Z_n &= Z_x \cos(nx) + Z_y \cos(ny) + Z_z \cos(nz) \end{aligned}$$

[1]) Vgl. M. Abraham, Enzyklopädie d. math. Wiss. IV, 14, S. 28.

wenn n die innere Normale des Oberflächenelementes bezeichnet, X_x, Y_y, Z_z, $X_y = Y_x$, $Y_z = Z_y$, $Z_x = X_z$ sind die sechs Komponenten des Tensortripels, welches den Impulsstrom darstellt.

Ganz ebenso verhält es sich mit der elektromagnetischen Impulsströmung im Vakuum. Die Komponenten dieses Tensortripels sind nichts anderes als die bekannten MAXWELLschen Spannungen. Ihre Integration über eine geschlossene Oberfläche liefert den gesamten Impulsstrom in das Innere und somit die Zunahme der im eingeschlossenen Raume enthaltenen gesamten mechanischen und elektromagnetischen Bewegungsgröße. Es ist bemerkenswert, wie durch diesen Satz die MAXWELLschen Spannungen auch für die Theorie des ruhenden Äthers eine physikalische Bedeutung gewinnen. Denn als Druckkraft haben diese Spannungen in dieser Theorie keinen rechten Sinn, da man doch einer Kraft, die auf etwas absolut Unbewegliches wirkt, nicht wohl eine Bedeutung beimessen kann [1]). Daß die MAXWELLschen Spannungen sich dennoch, trotzdem sie sozusagen offiziell abgeschafft waren, in der Theorie des ruhenden Äthers behauptet haben, indem sie sich eben für gewisse Rechnungen häufig als bequemes mathematisches Hilfsmittel erwiesen, konnte schon den Gedanken nahelegen, daß ihnen doch irgendeine besondere physikalische Rolle zufällt, durch die sie auch für den ruhenden Äther legitimiert werden.

Es liegt nahe, den Begriff der Impulsströmung auch auf das Gravitationsfeld zu übertragen, wobei sich, abgesehen von dem fatalen Vorzeichen, eine bemerkenswerte Anzahl von Analogien ergeben; doch würde eine nähere Erörterung dieses Problems hier zu weit führen.

---

[1]) Vgl. H. A. LORENTZ, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen, S. 28. Leiden 1895.

Über den Einfluſs der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke;

von O. v. Baeyer.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 622.)

Bei der Bestimmung von Wellenlängendifferenzen mittels der Interferenzen an planparallelen Platten hat man sich bisher einer angenäherten Theorie [1]) bedient, bei der die Dispersion der benutzten planparallelen Platte vernachlässigt wird. Während in der Theorie des Stufengitters, die von MICHELSON [2]) abgeleitet wurde, dieser Punkt Berücksichtigung gefunden hat, ist dies für die Interferenzen an planparallelen Platten bisher noch nicht geschehen. Nun ist bei den planparallelen Luftplatten die Dispersion naturgemäß bedeutungslos. Auch bei den älteren ungenauen planparallelen Glasplatten ist die Vernachlässigung der Dispersion zulässig [3]), bei den neueren guten Platten und insbesondere bei der Anwendung von Interferenzpunkten aber keineswegs. Die Berücksichtigung der Dispersion hat also eine praktische Bedeutung und deshalb soll im folgenden der Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied abgeleitet, das Ergebnis auf einige praktische Fälle angewendet werden.

Der Gangunterschied γ der von einer planparallelen Platte erzeugten interferierenden Strahlenbündel ist bekanntlich:

$$\gamma = 2\,d\,n\cos r = 2\,d\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

wo

d die Dicke des Glasstreifens,

n der Brechungsexponent,

---

[1]) O. LUMMER und E. GEHRCKE, Theorie und Leistungsfähigkeit der Dispersionsapparate hoher Auflösungskraft. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 4, Heft 1.

[2]) A. A. MICHELSON, Astrophys. Journ. 8, 36, 1898.

[3]) CH. FABRY und A. PEROT, Ann. chim. phys. (7) 16, 115, 1899.

r der Winkel der Strahlen innerhalb der Platte mit der Plattennormale,

i der Austrittswinkel der Strahlen.

Die Ordnungszahl q eines Interferenzstreifens ist dann

$$q = \frac{\gamma}{\lambda},$$

wo λ die Wellenlänge der interferierenden Strahlen ist.

Daher ist

$$q\lambda = 2\,d\,n\cos r = 2\,d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

oder

$$q^2\lambda^2 = 4\,d^2n^2 - 4\,d^2\sin i^2. \qquad 1)$$

Setzt man in 1) für q: $q+1$ ein und subtrahiert davon Gleichung 1), so ergibt sich (da 1 klein gegen q):

$$2\,q\lambda^2 = -4\,d^2(\sin^2 i_1 - \sin^2 i) = 2\gamma\lambda, \qquad 2)$$

wo i_1 der zur Ordnung $q+1$ gehörige Austrittswinkel ist.

Läßt man andererseits in Gleichung 1) q konstant und setzt für λ: $\lambda + \Delta\lambda$ ein und subtrahiert davon Gleichung 1), so ergibt sich (wenn $\Delta\lambda$ eine gegenüber λ kleine Wellenlängendifferenz):

$$2\,q^2\lambda\,\Delta\lambda = 4\,d^2(n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda) - 4\,d^2(\sin^2 i_0 - \sin^2 i). \qquad 3)$$

Für $n^2_{\lambda+\Delta\lambda} - n^2_\lambda$ kann man bei den sehr kleinen Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$, die hier in Betracht kommen, $2n\frac{dn}{d\lambda}\Delta i$ setzen. Dann ergibt sich aus 2) und 3):

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}\,\frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4\,d^2 n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad 4)$$

Für $i_0 = i_1$ erhält man die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda_m$, die dem Abstand zweier Interferenzstreifen der Ordnung q und $q+1$ entspricht:

$$\Delta\lambda_m = \frac{q\lambda^2}{q^2\lambda - 4\,d^2\frac{dn}{d\lambda}n} = \frac{\lambda^2}{q\lambda - \frac{4\,d^2}{q}\,n\frac{dn}{d\lambda}}. \qquad 5)$$

Setzt man in Gleichung 5) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, so ergibt sich:

$$\Delta\lambda'_m = \frac{\lambda^2}{\lambda q} = \frac{\lambda^2}{\gamma}.$$

Dies ist die sonst angewandte vereinfachte Formel. Wie man sieht, wird durch den Einfluß der Dispersion das sogenannte Dispersionsgebiet $\Delta\lambda_m$ verkleinert (da $\frac{dn}{d\lambda}$ negativ).

Die kleinste wahrnehmbare Wellenlängendifferenz ergibt sich aus dem Dispersionsgebiet und der Anzahl (p) der interferierenden Strahlenbündel. Es ist nämlich

$$\Delta\lambda_{min} = \frac{\Delta\lambda_m}{p},$$

wobei allerdings vorausgesetzt ist, daß die p interferierenden Strahlenbündel gleiche Intensität haben. Für Interferenzen an planparallelen Platten bei streifender Inzidenz ist diese Bedingung angenähert erfüllt, so daß man in diesem Falle eine obere Grenze für die Leistungsfähigkeit des Apparates aus der obigen Gleichung erhält.

Das Auflösungsvermögen wird definiert durch die Größe

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{min}} = \frac{p\lambda}{\Delta\lambda_m}.$$

Da bei Berücksichtigung der Dispersion $\Delta\lambda_m$ etwas kleiner ausfällt, wird das Auflösungsvermögen in diesem Falle entsprechend höher sich ergeben.

Zur Berechnung von Wellenlängendifferenzen aus den gemessenen Winkeldifferenzen ergibt sich aus Gleichung 5) und 4) folgende Gleichung:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}\Delta\lambda_m.$$

Nach einfacher Umformung läßt sich diese Gleichung schreiben:

$$\Delta\lambda = \frac{\sin(\Delta i + 2i)\sin\Delta i}{\sin(\Delta i_m + 2i)\sin\Delta i_m}\Delta\lambda_m,$$

wo

$$\Delta i = i_0 - i,$$
$$\Delta i_m = i_1 - i$$

gesetzt ist.

Aus dieser Gleichung folgt, daß für nicht zu große Δi und Δi_m bei $i = 45^0$ die Wellenlängendifferenzen angenähert proportional den Winkeldifferenzen sind. Bei senkrechter Inzidenz ($i = 0$) und streifender Inzidenz ($i = 90^0$) verhalten sich dagegen die Wellenlängendifferenzen wie die Quadrate der Winkeldifferenzen.

Für die Berechnung von Wellenlängendifferenzen muß man also außer $\Delta\lambda_m$ den zu jeder Winkeldifferenz $i_0 - i$ gehörigen Wert des Quotienten:

$$\frac{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}$$

kennen. Diese Berechnung läßt sich auf folgende Weise ausführen.

Aus der Ausmessung der Interferenzstreifen der Wellenlänge λ ergeben sich die Winkeldifferenzen für die Gangunterschiedsdifferenzen λ, 2λ, 3λ ...

Durch Interpolation (z. B. graphisch) kann man auch die einer anderen Winkeldifferenz $i_0 - i$ zugehörige Gangunterschiedsdifferenz $\alpha\lambda$ bestimmen.

Aus Gleichung 4) folgt nun

$$2\gamma\lambda = -(\sin^2 i_1 - \sin^2 i)\,4d^2$$
$$2\gamma\alpha\lambda = -(\sin^2 i_0 - \sin^2 i)\,4d^2,$$

daher

$$\alpha = \frac{\sin^2 i_1 - \sin^2 i}{\sin^2 i_0 - \sin^2 i}.$$

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß die nach der vereinfachten Theorie berechneten Wellenlängendifferenzen etwas zu groß ausfallen müssen. Tatsächlich zeigen alle Zahlen für Wellenlängendifferenzen, die nach der vereinfachten Formel gewonnen wurden, diese Tendenz gegenüber den Resultaten anderer Beobachter, die mit Stufengitter gearbeitet haben. Auf diese allerdings teilweise an der Fehlergrenze der Beobachtungen liegende Abweichung haben E. GEHRCKE und Verfasser[1]) schon in einer früheren Arbeit hingewiesen und auch schon die Möglichkeit eines systematischen Fehlers erwähnt.

In den am Schlusse folgenden Tabellen sind die mittels der Methode der Interferenzpunkte nach den neuen Formeln gewonnenen Resultate zusammengestellt und außerdem die früheren Resultate[1])[2]) und die Ergebnisse von JANICKI[3]) zum Vergleich angeführt.

Die hier zur Umrechnung verwandten Resultate der Messungen von E. GEHRCKE und O. v. BAEYER[1]) und von O. v. BAEYER[2]) sind erhalten mittels folgender planparallelen Platten:

---

[1]) E. GEHRCKE und O. v. BAEYER, Ann. d. Phys. (4) 20, 282, 1906.
[2]) O. v. BAEYER, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 9, 88, 1907.
[3]) L. JANICKI, Ann. d. Phys. (4) 19, 36—79, 1906.

1. Platte *C* von ZEISS (Jena) gekreuzt mit Platt
   Dicke 5,035 mm, Länge 20 cm.
2. Platte von HILGER (London) gekreuzt mit Pl
   Dicke 9,71 mm, Länge 30 cm.

Die für die Umrechnung nötigen Konstanten der ZEISS und HILGER hat mir Herr Dr. L. JANICKI in Weise zur Verfügung gestellt; ich möchte nicht v dieser Stelle meinen besten Dank dafür auszuspreche

Die für einige Wellenlängen nach der HARTMAN persionsformel berechneten Werte für $\frac{dn}{d\lambda}$ und Δ folgender Tabelle zusammengestellt:

λ Å.-E.		5790	5769	5461	5086	4
$-\frac{dn}{d\lambda}\cdot 10^7$	Zeissplatte . .	47,0	47,0	54,1	64,9	7
	Hilgerplatte . .	77,0	77,8	92,0	—	
$\Delta\lambda_m$ Å.-E.	Zeissplatte . .	0,284	0,282	0,251	$0,216_5$	(
	Hilgerplatte . .	0,135	0,134	0,119	—	

λ		4678	4359	4348	4
$-\frac{dn}{d\lambda}\cdot 10^7$	Zeissplatte . .	80,9	97,9	98,6	117
	Hilgerplatte . .	—	194,1	195,9	248
$\Delta\lambda_m$ Å.-E.	Zeissplatte . .	0,182	$0,156_4$	$0,155_5$	0
	Hilgerplatte . .	—	0,0724	0,0721	0

Die Zusammenstellung der Resultate in der folge zeigt, daß durch die Berücksichtigung der Dispersi einstimmung der Resultate eine vorzügliche gewor sonders gilt dies von den mit der vortrefflichen und dem Stufengitter gewonnenen Zahlen. Bei einz wie 4359 und 5461, treten scheinbar etwas größere Δ auf. Bei diesen Linien sind die Hauptlinien starl wodurch eine Unsicherheit in der Bestimmung des S der Hauptlinien eintritt. Daß tatsächlich die Lage d bei den einzelnen Beobachtern ebensogut übereinst den anderen untersuchten Linien, erkennt man, w

Quecksilberspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer				Janicki	O. v. Baeyer	
	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Stufengitter	Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte		neue Werte			neue Werte	alte Werte
4047	— 0,111	— 0,113	— 0,101	— 0,104	— 0,111	— 0,111	— 0,12
	— 0,053	— 0,049	— 0,048	— 0,045	— 0,051	— 0,053	— 0,05
	+ 0,077	+ 0,077	+ 0,071	+ 0,071	+ 0,067	+ 0,066	+ 0,07
	+ 0,143	+ 0,138	+ 0,131	+ 0,127	—	+ 0,126	+ 0,14
4078	— 0,086	— 0,077	— 0,079	— 0,071	— 0,076	— 0,076	— 0,08
	— 0,049	— 0,044	— 0,045	— 0,041	— 0,046	— 0,047	— 0,05
	—	—	—	—	+ 0,082	+ 0,083	+ 0,08
	+ 0,050	+ 0,058	+ 0,046	+ 0,053	+ 0,049	+ 0,048	+ 0,05
	+ 0,7	+ 0,089	+ 0,7..	+ 0,081	+ 0,074	+ 0,073	+ 0,08
4348	—	— 0,048	—	— 0,044	— 0,046	— 0,049	— 0,05
	—	+ 0,055	—	+ 0,051	+ 0,053	+ 0,050	+ 0,06
	—	+ 0,082	—	+ 0,076	+ 0,083	+ 0,080	+ 0,08
4359	— 0,168	— 0,171	— 0,156	— 0,159	(— 0,161)	— 0,159	— 0,17
	(— 0,112[1])	— 0,118	—	— 0,109	— 0,112	— 0,107	— 0,11
	0,102	— 0,108	— 0,095	— 0,100	— 0,097	— 0,093	— 0,10
	—	—	—	—	— 0,052	— 0,045	— 0,04
	—	— 0,017	—	— 0,016	— 0,023	— 0,017	— 0,01
	—	—	—	—	—	+ 0,019	+ 0,02
	—	+ 0,027	—	+ 0,025	+ 0,020	+ 0,028	+ 0,03
	+ 0,045	+ 0,051	+ 0,044	+ 0,047	+ 0,043	+ 0,044	+ 0,04
	+ 0,118	+ 0,121	+ 0,109	+ 0,113	+ 0,105	+ 0,114	+ 0,12
	+ 0,203	+ 0,202	+ 0,189	+ 0,188	(+ 0,121[2])	+ 0,185	+ 0,20
5461	— 0,242	— 0,241	— 0,231	— 0,229	— 0,232	— 0,237	— 0,25
	— 0,111	— 0,103	— 0,106	— 0,098	— 0,099	— 0,101	— 0,10
	— 0,071	— 0,055	— 0,068	— 0,052	— 0,066	— 0,068	— 0,07
	—	—	—	—	—	— 0,049	— 0,05
	—	—	—	—	—	— 0,024	— 0,02
	+ 0,088	+ 0,093	+ 0,084	+ 0,088	+ 0,088	+ 0,082	+ 0,08
	+ 0,137	+ 0,140	+ 0,132	+ 0,134	+ 0,133	+ 0,125	+ 0,13
	—	+ 2,...	—	+ 2,...	—	+ 0,211	+ 0,22

[1]) Der Wert — 0,112 bei E. Gehrcke und O. v. Baeyer ist durch einen Rechenfehler bedingt.

[2]) Der Wert + 0,121 ist irrtümlich. Wenn man richtig zuordnet, ergibt sich — 0,161.

Quecksilberspektrum (Fortsetzung).

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer				Janicki	O. v. Baeyer	
	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Platte *C* und *B*	Platte *C* und *D*	Stufengitter	Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte		neue Werte			neue Werte	alte Werte
	—	—	—	—	— 0,113	—	—
	—	— 0,056	—	— 0,054	— 0,050	— 0,048	— 0,050
5769	—	+ 0,047	—	+ 0,045	+ 0,046	+ 0,044	+ 0,046
	—	—	—	—	+ 0,087	—	—
	—	—	—	—	+ 0,120	—	—
	—	—	—	—	— 0,251	—	—
	—	— 0,202	—	— 0,193	— 0,187	— 0,18.	— 0,19.
	—	— 0,128	—	— 0,122	— 0,119	— 0,122	— 0,127
5790	—	—	—	—	+ 0,084	—	—
	—	+ 0,143	—	+ 0,136	+ 0,132	+ 0,133	+ 0,139
	—	—	—	—	+ 0,168	—	—
	—	+ 0,241	—	+ 0,230	+ 0,230	+ 0,228	+ 0,237

Cadmiumspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke und O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		Janicki
	alte Werte	neue Werte	Stufengitter
4678	— 0,058	— 0,055	— 0,056
	+ 0,037	+ 0,035	+ 0,030
4800	— 0,088	— 0,083	— 0,080
	— 0,041	— 0,038	— 0,034
	+ 0,067	+ 0,063	+ 0,059
5086	+ 0,085	+ 0,081	+ 0,076
	—	—	— 0,026

Wismutspektrum.

Ångströmeinheiten.

λ	E. Gehrcke u. O. v. Baeyer Platte *C* und *D*		O. v. Baeyer Hilgerplatte und Platte *D*	
	alte Werte	neue Werte	neue Werte	alte Werte
4722	+ 0,066	+ 0,057	+ 0,058	+ 0,063
	+ 0,112	+ 0,104	+ 0,100	+ 0,108
	+ 0,261	+ 0,242	+ 0,242	+ 0,263
	+ 0,307	+ 0,289	+ 0,283	+ 0,307
	+ 0,336	+ 0,316	+ 0,318	+ 0,345

Hauptlinien bei den einzelnen Messungen entsprechend verschoben annimmt. So sind bei der Linie 4359 die Abweichungen der Zahlen von JANICKI und v. BAEYER im Mittel = 0,005 Å.-E., während durch Verschiebung der Hauptlinie in den beiden Messungen um 0,005 Å.-E. die mittlere Abweichung nur mehr 0,002 Å.-E. beträgt. Die Abweichungen der zueinander gehörigen Zahlen sind hier im allgemeinen kleiner als die kleinsten auflösbaren Wellenlängendifferenzen. Es folgt daraus, daß die Intensitätsverteilung in den verschiedenen Apparaten fast vollkommen der von der Theorie geforderten entsprechen muß.

Das elektromagnetische Feld u
und die Theorie des Re

von P. Debye

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen A
Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln

(Vgl. oben S. 622.)

§ 1. Die übliche äußerst zweckmäßig
der Beugungserscheinungen, wie sie von
KIRCHHOFF schärfer begründet wurde, be
allgemein anerkannt wird, aus einer e
Verschmelzung der theoretischen Grund
tischen Erfahrungstatsachen. Ganz abg
welches unter diesen Umständen eine
scheinungen allein aus den (MAXWELL
der Optik ohne Hinzunahme irgendwe
wohl beanspruchen dürfte, sind auch
tischer Art vorhanden, die eine solche
erscheinen lassen. Unter diesen möch
Frage nach dem Einfluß des Materia
nennen, wie er z. B. von GOUY[1]), WIEN[2]),
beobachtet wurde, und welcher bei der
weise, die die Schirme stets als vollko
setzt, natürlich aus der Betrachtung h
dürfte es sich zeigen, daß die direkt
allein systematischer, sondern sogar ei
Schließlich sei noch hervorgehoben,
Wege leichter diejenigen Näherungen
tracht kommen, sobald die Dimensio
nicht mehr als außerordentlich groß
auffallenden Strahlung betrachtet wer

[1]) C. R. 96, 697, 1883; 98, 1573, 18
phys. (6) 8, 145, 1886.
[2]) Wied. Ann. 28, 117, 1886.
[3]) Ebenda 46, 552, 1892; 49, 593, 189

rechnung nach der (erweiterten) gewöhnlichen Methode zum mindesten fraglich erscheint. Zwei Arbeiten in der oben angedeuteten Richtung liegen meines Wissens vor; die erste von Herrn SOMMERFELD[1]) verfaßte behandelt die Beugung am geradlinigen Rande eines vollkommen reflektierenden Schirmes, die zweite an die erste anschließende von Herrn SCHWARZSCHILD[2]) die Beugung beim Spalt. Lösungen der MAXWELLschen Gleichungen kennt man allerdings noch in verschiedenen anderen Fällen; so behandeln z. B. RAYLEIGH[3]) und MIE[4]) das elektromagnetische Feld um kugelförmige, SEITZ[5]) und IGNATOWSKY[6]) um zylindrische Hindernisse. Die optische Verwertung der betreffenden Formeln hat aber ihre eigenartigen Schwierigkeiten. Es gelten zwar die in den genannten Arbeiten benutzten Reihenentwickelungen ganz allgemein für jedes beliebige Verhältnis Radius zur Wellenlänge; praktisch brauchbar sind dieselben nur, solange dieses Verhältnis klein gegen eins bleibt, da die Zahl der zu berücksichtigenden Reihenglieder bei abnehmender Wellenlänge immer mehr ansteigt. Ich möchte nun im folgenden zeigen, wie man unter Zuhilfenahme geeigneter Näherungsformeln für die in den oben gemeinten Reihen auftretenden Zylinderfunktionen den optischen Grenzfall sehr kleiner Wellenlänge behandeln kann. Der Kürze halber wollen wir zunächst an dem möglichst einfach gewählten Beispiel des vollkommen reflektierenden Zylinders die Methode in ihren Hauptzügen erläutern. Die wesentlichen Punkte, auf die es bei dem dielektrischen Zylinder ankommt, sollen dann im letzten Paragraph hervorgehoben werden, wo auch auf ihren Zusammenhang mit der Theorie des Regenbogens kurz hingewiesen wird.

§ 2. Das elektromagnetische Feld um einen vollkommen reflektierenden Zylinder. Man führe um die Achse des Zylinders vom Radius a Polarkoordinaten r, φ ein, während die in der Richtung des Zylinders gemessene Koordinate z heiße, und bestimme die Komponenten der elektrischen bzw. magnetischen

---

[1]) Math. Ann. 47, 317, 1895.
[2]) Ebenda 55, 177, 1902.
[3]) Phil. Mag. (4) 12, 86, 1881.
[4]) Ann. d. Phys. (4) 25, 377, 1908.
[5]) Ebenda (4) 16, 746, 1905; 19, 554, 1906.
[6]) Ebenda (4) 18, 495, 1078, 1905.

Feldstärke, in der Richtung der wachsenden r-, φ-, z-Koordinaten gemessen, als reellen Teil der Größen $Re^{i\omega t}$, $Fe^{i\omega t}$, $Ze^{i\omega t}$ bzw. $Pe^{i\omega t}$, $\Phi e^{i\omega t}$, $Ze^{i\omega t}$, wobei ω die Anzahl Schwingungen in 2π sec bedeutet. In den vorher genannten Arbeiten wird dann gezeigt, daß, falls die in der negativen x-Richtung einfallende Welle eine ebene geradlinig polarisierte ist, deren einzige elektrische Komponente in der z-Richtung liegt und den Wert hat:

$$Z = Z_0 = e^{ikx} \qquad 1)$$

mit $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ (c = Lichtgeschwindigkeit, λ = Wellenlänge), die elektrische z = Komponente des hinzukommenden „Streufeldes" dargestellt wird durch die Formel:

$$Z = -\sum e^{in\frac{\pi}{2}} \frac{J_n(ka)}{H_n(ka)} H_n(kr)\cos n\varphi. \qquad 2)$$

Dabei bedeutet J_n die gewöhnliche BESSEL sche und H_n, in der NIELSEN schen Bezeichnungsweise, die zweite HANKEL sche Zylinderfunktion, während das erste Glied der Summe halb zu nehmen ist.

Neben 2) möchte ich nun noch eine andere Darstellung in Integralform erwähnen, die für unsere Zwecke geeigneter erscheint und welche leicht unter Zuhilfenahme der FOURIER schen Darstellung einer willkürlichen Funktion erhalten wird; sie lautet:

$$Z = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\beta\, e^{ika\cos\beta} K, \qquad 3)$$

wobei:

$$K = \int_0^{\infty} d\alpha \frac{H_\alpha(kr)}{H_\alpha(ka)} \cos\alpha\varphi \cos\alpha\beta. \qquad 4)$$

Wie man sieht. ist die „charakteristische Funktion K" ganz unabhängig von der Art der einfallenden Welle, sie wird nur bestimmt durch die Eigenschaften des Zylinders. Man überzeugt sich z. B. leicht, daß die einzige Änderung beim Übergang vom vollkommen reflektierenden zum dielektrischen Zylinder darin besteht, daß in K die Größe $\frac{1}{H_\alpha(ka)}$ ersetzt wird durch

$$\frac{n J'_\alpha(nka) - i J_\alpha(nka)\cos\beta}{n H_\alpha(ka) J'_\alpha(nka) - H'_\alpha(ka) J_\alpha(nka)}, \qquad 5)$$

wenn n den Brechungsexponenten bedeutet.

Die Schwierigkeit, an der die Diskussion der Formeln bis jetzt scheiterte, tritt ebenso in der Integraldarstellung auf wie in der Reihenentwickelung; in beiden Fällen durchläuft nämlich der Index der Zylinderfunktionen sowohl Werte, die klein, wie auch solche, die vergleichbar und groß sind gegen das Argument $ka = 2\pi\frac{a}{\lambda}$, das ja in den Fällen der Optik selbst eine große Zahl ist. Angesichts dieser Verhältnisse liegt es nun nahe, die Konstruktion von Näherungsformeln zu versuchen, die die Zylinderfunktionen asymptotisch ersetzen können für große Werte des Arguments bei beliebig veränderlichen Werten des Index. Solche Näherungsfunktionen, die in der Form semikonvergenter Reihen erscheinen und von denen die bekannten HANKELschen Entwickelungen einen Spezialfall bilden, habe ich nun in meiner Münchener Dissertation[1]) abgeleitet; das Resultat ist, was die erste Näherung anbelangt, folgendes:

Solange der Index α kleiner ist als das Argument, gilt für unendlich wachsende Werte des letzteren:

$$H_\alpha(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x \sin\tau}}\, e^{i\frac{\pi}{4}}\, e^{-ix(\sin\tau - \tau\cos\tau)}, \qquad 6)$$

wenn man den Hilfswinkel τ definiert durch die Formel:

$$\cos\tau = \frac{\alpha}{x}; \qquad 6')$$

ebenso gilt für die gewöhnliche BESSELsche Funktion:

$$J_\alpha(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x \sin\tau}}\, \cos\left[x(\sin\tau - \tau\cos\tau) - \frac{\pi}{4}\right] \qquad 7)$$

Wird der Index größer als das Argument, so gelten ähnliche Formeln, die zeigen, daß beide Funktionen mit wachsendem x wie eine Exponentialfunktion verschwinden.

Daraufhin wird man zunächst die Integration in 4) nur bis $\alpha = ka$ auszudehnen brauchen, auch wird man, wenn man sich in genügendem Abstand vom Zylinder befindet, $(r >> a)\, H_\alpha(kr)$ durch ihren (HANKELschen) Näherungswert

$$H_\alpha(kr) = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\, e^{i\frac{\pi}{4}}\, e^{-ikr}\, e^{i\frac{\pi}{2}\alpha} \qquad 8)$$

[1]) Über den Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material.

für den Fall $a << kr$ ersetzen können. Die Funktion 4) nimmt dann die Form an:

$$K = \varrho \sqrt{\frac{a}{r}} e^{-ikr} \int_0^{\pi/2} e^{i\varrho(\sin\tau - \tau\cos\tau}$$

$$\cos(\varrho\varphi\cos\tau)\cos(\varrho\beta\cos\tau) e^{i\frac{\pi}{2}\varrho\cos\tau} \sin$$

wobei $\varrho = ka$ gesetzt wurde.

Drückt man noch das Produkt

$$e^{i\frac{\pi}{2}\varrho\cos\tau}\cos(\varrho\varphi\cos\tau)\cos(\varrho\beta\cos$$

in bekannter Weise durch die Summe von funktionen aus, so sieht man, daß die charakte sich aufbaut aus vier Integralen vom Typus

$$\int_0^{\pi/2} e^{i\varrho\varphi(\tau)}\psi(\tau)\,d\tau,$$

wobei $\varrho = 2\pi\frac{a}{\lambda}$ eine sehr große Zahl ist und $\psi(\tau)$ mit τ langsam veränderliche Funktione näherungsweise Auswertung eines solchen Integr einfachster Weise folgendermaßen: man führe z als neue Variable ein, das Integral nimmt dan

$$\int_{\varphi(0)}^{\varphi(\pi/2)} e^{i\varrho t}\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}\,dt,$$

wobei wieder $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ eine langsam veränderlich bedeutet. Solange nun im vorgeschriebenen In $\varphi'(\tau)$ nicht verschwindet, bleibt der Faktor $\frac{\psi}{\varphi}$ dann verschwindet das Integral bekanntlich vo weil die Funktion $e^{i\varrho t}$ um so schneller oszillie Wird indessen $\varphi'(\tau)$ einmal Null im Intervall, Stelle $\tau = \tau_0$ wie $(\tau - \tau_0)^{\lambda-1}$, so wird dor und die Umgebung dieser Stelle liefert den

Integral, welches jetzt nur mehr von der Ordnung $\varrho^{-\frac{1}{4}}$ verschwindet. Man erhält den fraglichen Wert, indem man $\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)}$ in der Umgebung der Stelle τ_0 nach Potenzen von $t - t_0$ [mit $t_0 = \varphi(\tau_0)$] entwickelt und die Integrationsgrenzen ins Unendliche verlegt. Da

$$t = \varphi(\tau) = \varphi(\tau_0) + \frac{(\tau - \tau_0)^2}{2}\,\varphi''(\tau_0) + \cdots, \qquad 12)$$

so erhält man in erster Näherung:

$$\frac{\psi(\tau)}{\varphi'(\tau)} = \frac{\psi(\tau_0)}{(\tau - \tau_0)\,\varphi''(\tau_0)} = \frac{\psi(\tau_0)}{\sqrt{2\,\varphi''(\tau_0)}}\,\frac{1}{\sqrt{t - t_0}}, \qquad 13)$$

womit dann der fragliche Wert zurückgeführt ist auf das Integral:

$$\int_{t_0}^{\infty} e^{i\varrho t}\,\frac{dt}{\sqrt{t - t_0}} = e^{i\varrho t_0}\sqrt{\frac{\pi}{i\varrho}}. \qquad 14)$$

Bedenkt man, daß in den Teilintegralen von 9) im Exponenten die Integrationsvariable β vorkommt, die von $-\infty$ bis $+\infty$ gehen kann, so sieht man, daß es von dem jeweiligen Werte dieser Größe abhängen wird, ob die charakteristische Funktion endlich ist oder wie $\sqrt{\varrho}$ mit wachsendem ϱ unendlich wird. Die Ausrechnung ergibt nun das Resultat: geht man auf der β-Achse von $-\infty$ bis $+\infty$, so ist die Funktion K im allgemeinen endlich für endliche Werte von β, nur für

$$-\varphi - \pi/2 < \beta < -\varphi + \pi/2$$

und

$$\varphi - \pi/2 < \beta < \varphi + \pi/2$$

verhält sie sich wie $\sqrt{\varrho}$. Im ersten Intervall hat sie den Wert

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{r}}\,e^{-i\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}\sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}\,e^{i\varrho\cos(\beta + \varphi)}\cos(\beta + \varphi) \qquad 15)$$

und im zweiten

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{r}}\,e^{-i\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}\sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}}\,e^{i\varrho\cos(\beta - \varphi)}\cos(\beta - \varphi). \qquad 15')$$

In erster Näherung ist also K eine unstetige Funktion, deren Werte wir nur in den genannten Gebieten in Betracht zu ziehen brauchen.

Setzt man nun die eben angegebenen Werte 15) und 15′) in 3) ein, so erhält man die Z-Komponente wieder in Form eines Integrals vom Typus 10), das genau in der vorher angegebenen Weise ausgewertet wird und das Resultat liefert:

$$Z = -\sqrt{\frac{a\cos\varphi/2}{2r}}\, e^{-ik(r-2a\cos\varphi/2)}. \qquad 16)$$

Man überzeugt sich leicht, daß 16) übereinstimmt mit dem, was man nach den Gesetzen der geometrischen Optik erwarten muß. Überdies zeigt aber die Integraldarstellung, daß in der Nähe von $\varphi = \pi$ der Exponent von e auch für große Werte von ϱ keine große Zahl ist, so daß hier der Wert des Integrals anders bestimmt werden muß; dies entspricht den Beugungserscheinungen an der Schattengrenze. Schließlich sei nochmals hervorgehoben, daß die Wertbestimmung 15) und 15′) für K ganz unabhängig von der Art der einfallenden Welle ist, deren Beschaffenheit erst bei der Ausrechnung des zweiten Integrals 3) in Frage kommt und z. B. bei der vorher betrachteten ebenen Welle durch den angegebenen Integranten $e^{i\varrho\cos\beta}$ repräsentiert wird.

§ 3. Der dielektrische Zylinder. Der einzige Unterschied gegen den vollkommen reflektierenden Zylinder besteht, wie im vorigen Paragraph angegeben, darin, daß in der charakteristischen Funktion

$$\frac{1}{H_a(\varrho)}\left(\varrho = ka = 2\pi\frac{a}{\lambda}\right)$$

ersetzt wird durch den Ausdruck 5). Mit demselben Recht wie vorher, wird man jetzt bei der Ausrechnung von K wieder nur bis $\alpha = \varrho$, d. h. $\tau = 0$ integrieren und die Zylinderfunktionen durch ihre Näherungen ersetzen. Der Ausdruck 5) nimmt dann die Form an:

$$\sqrt{\frac{\pi\varrho\sin\tau}{2}}\, e^{i\left(\varrho f-\frac{\pi}{4}\right)}\frac{(n\sin\tau_1-\cos\beta)-(n\sin\tau_1+\cos\beta)e^{-2i\left(n\varrho f_1-\frac{\pi}{4}\right)}}{(n\sin\tau_1+\sin\tau)-(n\sin\tau_1-\sin\tau)e^{-2i\left(n\varrho f_1-\frac{\pi}{4}\right)}} \qquad 17)$$

*

wenn man neben dem durch $\cos\tau = \frac{\alpha}{\varrho}$ definierten Winkel τ noch den durch $\cos\tau_1 = \frac{\alpha}{n\varrho}$ definierten Winkel τ_1 einführt und zur Abkürzung setzt:

$$f = \sin\tau - \tau\cos\tau,\ f_1 = \sin\tau_1 - \tau_1\cos\tau_1. \qquad 17')$$

Da $\frac{n\sin\tau_1 - \sin\tau}{n\sin\tau_1 + \sin\tau}$ im ganzen Integrationsintervall kleiner als 1 bleibt, liegt es nahe, den Bruch nach Potenzen der Größe

$$\frac{n\sin\tau_1 - \sin\tau}{n\sin\tau_1 + \sin\tau} e^{-2i\left(n\varrho f_1 - \frac{\pi}{4}\right)}$$

zu entwickeln und dann die auftretende Reihe gliedweise auszuwerten. Dieses geschieht nach dem Schema des vorigen Paragraphen, da die Glieder alle dem Typus 10) angehören. Man kann sich nun überzeugen, daß die verschiedenen Glieder Werte für die Z-Komponente erzeugen, die den aufeinander folgenden Reflexionen und Brechungen entsprechen, mit denen man in der geometrischen Optik rechnet. Zugleich sind natürlich Intensität und Polarisationszustand zahlenmäßig festgelegt. Es möge hier unterbleiben, das Gesagte näher auszuführen und zu begründen, es soll nur noch kurz gezeigt werden, wie auch die Erscheinungen des Regenbogens sich schon in dem Verhalten der charakteristischen Funktion ankündigen. Betrachtet man z. B. das zweite Glied der Reihe und bildet nach 13) den zweiten Differentialquotienten des Exponenten nach τ genommen, so sieht man, daß derselbe sich bewegt zwischen den Größen

$$1 \quad \text{und} \quad 1 - \frac{2}{n},$$

während β dasjenige Intervall durchläuft, in dem die charakteristische Funktion sich wie $\varrho^{1/2}$ verhält und deshalb zu berücksichtigen ist. Sobald also $n < 2$ ist, wird in diesem Intervall $\varphi''(\tau_0)$ einmal Null. Da nach 13) die Größe $\frac{1}{\sqrt{\varphi''(\tau_0)}}$ als Faktor bei K vorkommt, so würde das heißen, daß in dem betrachteten Intervall die charakteristische Funktion einmal unendlich wird. Diesem Verhalten entspricht eine unendliche Anhäufung der

Energie, die man auch aus der geometrischen C
tung des ersten Regenbogens ableiten würde. D
indessen, daß die so geführte Rechnung falsch

Wirklichkeit für das Integral in K ein Verhal

genauere Diskussion der Verhältnisse in der u
gebung dieser Stelle liefert dann weiter die
nungen, wie diese als sogenannte sekundäre
achtet werden.

Schließlich sei noch hervorgehoben, daß di
Kugeln in der analogen Form ohne Schwierigl

Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne;

von P. Zeeman.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 622.)

Ich möchte eine kurze Mitteilung machen aus Anlaß von Untersuchungen, die Professor HALE in Mount Wilson Solar Observatory, Kalifornien, gemacht hat über die magnetische Spaltung der Sonnenfleckenlinien. Über diesen Gegenstand ist bisher nur sehr wenig veröffentlicht worden. Ein Aufsatz von HALE ist im Auszug in der englischen Zeitschrift „Nature", No. 2025, mitgeteilt, und in derselben Nummer von „Nature" befindet sich eine Notiz von mir, worin ich auf Wunsch von Prof. HALE meine Meinung sage über einige photographische Aufnahmen, die er mir zugesandt hatte, und die sich auf das Spektrum der Sonnenflecken beziehen.

Vor einiger Zeit hat HALE sehr schöne Photographien erhalten (Contributions Mount Wilson Observatory, Nr. 20), welche die Existenz von Wirbelbewegungen in der Umgebung der Sonnenflecken beweisen, und er hat die Vermutung ausgesprochen, daß in diesen Wirbeln elektrische Ströme mit herumkreisen. Ein System solcher Ströme würde dann ein magnetisches Feld verursachen, mit Kraftlinien senkrecht zur Ebene des Wirbels. Ein Sonnenfleck in der Mitte der Sonnenscheibe wird uns demnach Licht zustrahlen parallel den Kraftlinien.

Jetzt gehen wir ins Laboratorium. Seit 1896 wissen wir, daß die Spektrallinien einer Lichtquelle im magnetischen Felde parallel den Kraftlinien Dupletts werden. Wenigstens gilt dies im einfachsten von der LORENTZschen elementaren Theorie vorausgesehenen Fall. Die Linien des Dupletts sind entgegengesetzt zirkular polarisiert. Kurz bezeichnen wir diesen Fall nach der Terminologie des Herrn VOIGT als Longitudinaleffekt. Der Transversaleffekt wird beobachtet in der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien.

Man kann bekanntlich die entgegengesetzt zirkularen Schwingungen des Dupletts mit einem FRESNELschen Rhombus in normal zueinander orientierte geradlinige verwandeln. Mit einem Nicol kann man dann entweder die eine oder die andere Linie auslöschen.

Ist das magnetische Feld nicht gleichförmig oder ist die Lichtquelle nicht homogen, so werden nur die Ränder der verbreiterten Linie die Zirkularpolarisation zeigen.

Prof. HALE hat nun nach dieser charakteristischen Erscheinung gesucht, bei den Doppellinien oder den verbreiterten Linien der Sonnenflecken, indem er den FRESNELschen Rhombus mit Nicol vor den Spalt seines Spektroskops brachte.

Ich möchte Ihnen schon jetzt ein paar Vergrößerungen projizieren, welche ich von der ursprünglichen Aufnahme von HALE gemacht habe.

In der Mitte des Bildes sehen Sie das Sonnenfleckenspektrum nach der Analyse mit Rhombus und Nicol. Als Vergleichsspektren befinden sich oben und unten das Penumbra- und Photosphärenspektrum. Die durch einen Punkt bezeichnete Linie hat die Wellenlänge 6302,7. Es ist eine Eisenlinie. Die Distanz der beiden dunkeln Linien ist fast genau 1 Ångström-Einheit.

Rechts sind die größeren Wellenlängen. Sie sehen, daß wirklich die bezeichnete Linie nach Violett dunkel ist.

Die dünnen vertikalen Linien sind atmosphärische Linien; glücklicherweise zeigt sich hier kein Effekt. Jetzt wird der Nicol gedreht zwischen 90° und 45°. War die bezeichnete Linie soeben nach Violett dunkel, jetzt ist sie es nach Rot.

Hiermit ist die Zirkularpolarisation bewiesen.

Ein zweites Beispiel gibt uns die Linie 6363,1. Hier zeigen sich die Erscheinungen noch deutlicher als soeben. Es fallen aber hier eine Cr- und Fe-Linie übereinander.

HALE hat bei sehr vielen Fleckenlinien den Effekt beobachtet, z. B. zwischen 6230 und 6241 bei 30 Linien. Es gibt aber merkwürdige Ausnahmen. Die Einzelheiten kann ich nicht erwähnen.

Die geschilderten Erscheinungen werden beobachtet, falls der Sonnenfleck sich in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe befindet.

Man kann noch wichtige Fragen stellen:

Wird es möglich sein, auch den Transversaleffekt, wobei die Linien linear polarisiert sind, zu beobachten? Offenbar muß dann der Fleck am Rande der Sonne sich befinden.

Wird wirklich die Polarität der Zirkularpolarisation umgekehrt, falls die Drehungsrichtung des Wirbels umgekehrt wird?

Die Antwort auf diese Fragen ist noch sehr neu, sie wird gegeben in einer Depesche von HALE, welche ich vorgestern Nacht erhielt. Die Depesche lautet: Vortices rotating opposite directions show opposite polarities; spot lines near limb plane polarized.

Es ist also in den Sonnenflecken der Transversaleffekt beobachtet worden; und weiter bei Umkehrung der Rotationsrichtung des Wirbels wird das magnetische Feld der Flecke umgekehrt.

Meine Herren! Gleich nachdem ich die Negative HALEs gesehen hatte und die Notiz in der „Nature“ schrieb, war ich davon überzeugt, daß Prof. HALE einen durchschlagenden Beweis dafür gab, daß Sonnenflecke intensive Magnetfelder sind.

Jetzt, nachdem sich die Beweise, ich darf wohl sagen, vervielfacht haben, hoffe ich, daß Sie alle von der Realität der so überaus schönen und wichtigen Entdeckung HALEs überzeugt sind.

Als ich vorgestern Abend HALE eine Depesche schickte, worin ich ihm mitteilte, ich möchte der Deutschen Naturforscherversammlung etwas über die magnetische Spaltung in den Sonnenflecken erzählen, erhielt ich eine zustimmende Antwort, die auch die oben mitgeteilten neuen Tatsachen enthielt.

Offenbar legt HALE, ebenso wie ich, hohen Wert darauf, daß über den Gegenstand, worüber wir handeln, berichtet wird in dem Lande, wo die große Fundamentalwahrheit gefunden ist, welche den Namen KIRCHHOFFs unsterblich gemacht.

Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach Gaede;

von Georg Meyer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 622.)

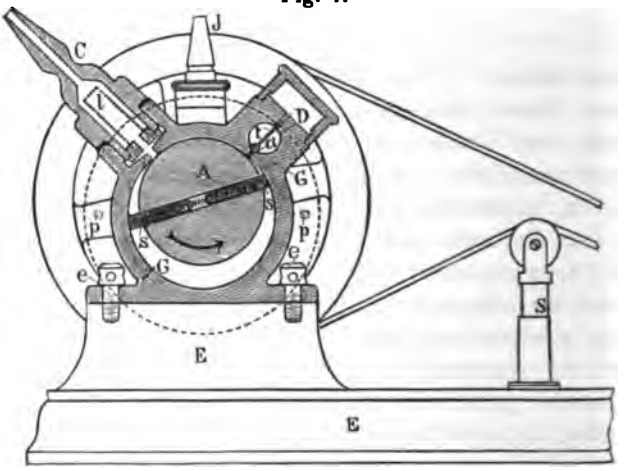
Meine Herren! Ich möchte Ihnen heute eine neue Luftpumpe vorführen. Diese Pumpe ist von Dr. GAEDE zunächst zur bequemen Erzeugung des Vorvakuums bei seiner rotierenden Quecksilberluftpumpe konstruiert worden. Sie eignet sich aber hervorragend für alle im physikalischen Laboratorium und Auditorium vorkommenden Versuche und wird daher sicher Ihr Interesse gewinnen. Sie sehen hier, daß die Pumpe wenig Raum einnimmt; der kleine Antriebsmotor ist zusammen mit dem Pumpwerkchen auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert, so daß der ganze Apparat ein handliches Ganzes bildet. Die Stärke des Motors beträgt etwa $^1/_{10}$ PS. und er läßt sich leicht an jede Lichtleitung anschließen, da sein Stromverbrauch minimal ist (bei 110 Volt etwa 1 Amp.).

Der Hauptvorzug dieser Kapselpumpe besteht aber in der glänzenden Wirkung, und ich will Ihnen davon sogleich einen Beweis liefern. Die Pumpe ist mit einem Rezipienten von vier Liter Inhalt verbunden. Das darin angebrachte Manometer zeigt, wie das Vakuum fortschreitet und gestattet ohne weiteres einen Vergleich mit anderen Systemen.

Auf welche Weise diese Leistung erzielt wird, will ich Ihnen kurz an der Hand einer Konstruktionszeichnung erläutern. Die Fig. 1 stellt einen Schnitt senkrecht zur Achse, und Fig. 2 den vertikalen Schnitt längs der Achse dar. In dem durch die Platte P luftdicht abgeschlossenen zylindrischen Raume dreht sich exzentrisch gelagert der massive Zylinder A, und zwar in dem Drehungssinne, den der Pfeil angibt. Die mit C bezeichnete Öffnung dient zum Anschluß an den Rezipienten. Zum

Schutze gegen das Eindringen von Fremdkörperchen ist bei *l* ein feinmaschiges Drahtsieb angebracht. Der massive Stahlzylinder *A* enthält zwei Schieber *s*, welche radial angeordnet sind und durch Federkraft auseinander gepreßt werden. Sie legen sich daher mit Druck an die Gefäßwandung an und schließen auch mit den ebenen Begrenzungsflächen des zylindrischen Hohlraumes dicht ab, so daß sie den sichelförmigen leeren Raum in zwei Teile teilen. Bei der Drehung drücken nun die Schieber abwechselnd den ganzen

Fig. 1.



Luftinhalt des Hohlraumes dem Ventil *D* zu, indem sie gleichzeitig hinter sich eine Luftleere erzeugen, welche durch die Bohrung *C* dem Rezipienten die Luft entnimmt.

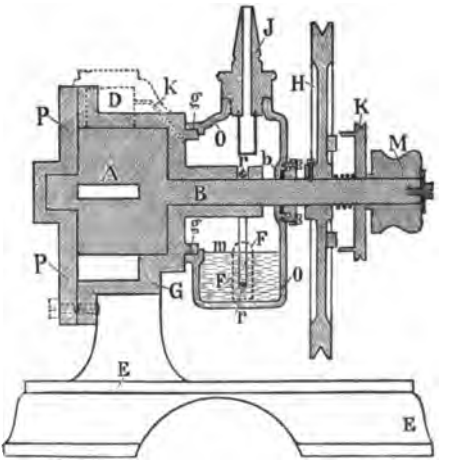
Das Ventil *D* öffnet sich schon bei geringem Überdruck und läßt die Luft durch den Kanal *k*, der durch Zirkularprojektion in dem Längsschnitt sichtbar gemacht und deshalb punktiert angedeutet ist, in das Gefäß *O* gelangen. Hier laufen die von dem Luftstrom mitgerissenen Öltröpfchen an der inneren Wandung ab und sammeln sich unten im Becken *O*, welches zugleich als Ölbehälter für die selbsttätige Schmierung dient. Die Luft entweicht durch die Öffnung *J*. Etwa mit dem Luftstrom eingesaugte Feuchtigkeit vermischt sich mit dem Öl und sammelt sich mit diesem in dem Behälter *O*. Die Feuchtigkeit setzt sich infolge ihrer spezifischen Schwere unterhalb des Ölvorrates ab, und wird

so für den weiteren Betrieb unschädlich; denn das umlaufende Öl wird von der Oberfläche entnommen.

Die konstruktive Anordnung läßt leicht erkennen, daß sich das Kapselwerk wie zum Saugen auch zum Drücken verwenden lassen muß, indem man in die Öffnung *C* die atmosphärische Luft frei eintreten läßt, und den Druckluftstrom bei dem Auslaß *J* entnimmt. Auch das will ich Ihnen in einigen Experimenten zeigen.

Um die Kapselpumpe als Vorpumpe für GAEDES rotierende Quecksilberluftpumpe zu gebrauchen, ist ein Schnurlauf *K* vorgesehen, welcher mit der Gaedepumpe durch einen Rundriemen verbunden wird. Er sitzt mit leicht ein- und ausschaltbarer Reibungskuppelung auf der Achse des Pumpwerkes. Zum Betriebe der Gaedepumpe hat man also zuerst den Motor einzuschalten und zu warten, bis das Manometer an der Pumpenarmatur ein genügendes Vakuum zeigt. Dann rückt man die Kuppelung ein, und die Quecksilberpumpe ist in Betrieb.

Fig. 2.



Sie sehen hier ein solches Aggregat rotierender Luftpumpen zusammengestellt. Das von der Kapselpumpe geleistete Vakuum ist an der äußeren Quecksilbersäule des Ventilmanometers, das von der Quecksilberpumpe geleistete an dem Stande des Quecksilbers in dem inneren Röhrchen zu erkennen. Ein besseres Urteil über das Feinvakuum hat man durch die Entladungserscheinungen. Deshalb ist hier ein Universalentladungsrohr aufgesetzt, durch welches der sekundäre Strom eines Induktoriums geht. Das Arbeiten gestaltet sich auf diese Weise sehr bequem.

Einen Versuch über latente Verdampfungswärme, der sonst leicht mißlingt, will ich Ihnen mit der neuen Kapselpumpe noch demonstrieren. Derselbe zeigt auch, daß die Pumpe Wasser-

dämpfe verträgt. Der obere Behälter dieses Glasapparates ist mit etwas Wasser, der untere Raum mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt. Im Vakuum geschieht das Verdampfen des Wassers mit solcher Heftigkeit, daß dessen Temperatur, auf deren Kosten die Verdampfung vor sich geht, bis zum Gefrierpunkt sinken kann. Wir werden hier also die Eisbildung beobachten können.

Nun zeige ich Ihnen die Wirkung der Kapselpumpe als Druckluftpumpe in einigen Anwendungen. Zunächst habe ich hier einen kleinen Ball, den ich auf dem Luftstrahl tanzen lassen will, wie man ein Ei od. dgl. auf einem Wasserstrahl tanzen läßt. Von größerem physikalischen Interesse ist der Versuch, den Luftstrahl aus einer Ebene austreten zu lassen. Sie sehen hier die bekannte paradoxe Erscheinung, daß der Ball vom Druckstrom angezogen wird.

Ferner kann man einen Gebläsebrenner mit dem Luftstrome der Pumpe versorgen. Zu diesem Zwecke hat Dr. Gaede einen besonderen Injektor angegeben, welcher ähnlich wie ein Bunsenbrenner benachbarte Luft mit in den Strom hineinzieht, und so die geförderte Luftmenge vergrößert. Der Luftinjektor ist auch bei der Benutzung des Luftstromes für akustische Demonstrationen (Pfeifen, Sirenen usw.) von Vorteil.

Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling);

von W. Voigt.

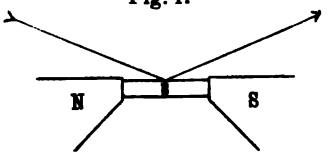
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 622.)

Die bekannten Beobachtungen von KERR, die später von RIGHI, SISSINGH, DUBOIS, DRUDE, ZEEMAN u. A. erweitert worden sind, haben einen Einfluß der magnetischen Rotationspolarisation auf das an den aktiven Körpern reflektierte Licht sichergestellt.

Ein spezieller Fall, den ich denjenigen der meridionalen Beobachtung nenne, sei besonders hervorgehoben. Hier handelt es sich um einen Spiegel s aus einem ferromagnetischen Metall, der zwischen den Polen N, S eines Magneten befestigt ist, und um Licht, das in einer Ebene reflektiert wird, welche den Kraftlinien parallel liegt. Ist das einfallende Licht parallel oder normal zur Einfallsebene polarisiert und ist der Analysator vor der Erregung des Magneten auf dunkel gestellt, so tritt bei Erregung Aufhellung ein. Dies deutet auf das Auftreten einer zu der einfallenden Schwingung normalen Komponente im reflektierten Lichte, die in der Literatur als KERRsche Komponente bezeichnet wird.

Fig. 1.



Die KERRsche Komponente ist auch unter den günstigsten Verhältnissen außerordentlich klein; sie erreicht kaum $^1/_{100}$ der zur einfallenden parallelen, reflektierten Komponente; ihre Intensität bleibt sonach unter $^1/_{10\,000}$ der einfallenden, und ihre Untersuchung bildet ein sehr schwieriges Problem.

Ähnliche Wirkungen, wie die beschriebene, werden bei andersartigen Magnetisierungen beobachtet. Die Abhängigkeit der

Amplitude und der Phase der KERRschen Komponente von der Magnetisierungsrichtung, sowie von dem Einfallswinkel sind sehr kompliziert; um ihre vollständige Theorie ist lange gekämpft worden. Ansätze von DRUDE haben keine Übereinstimmung mit der Beobachtung gegeben, solche von GOLDHAMMER und LEATHAM sind gut bestätigt worden. Die allgemeine (Elektronen-)Theorie der magnetischen Erscheinungen, die ich vertreten habe, stimmt in ihren Resultaten mit denen von LEATHAM und GOLDHAMMER merklich überein.

Die Vergleichung mit der Beobachtung leidet unter der prinzipiellen Schwierigkeit, daß die allgemeine Theorie der Metallreflexion noch nicht ganz abgeschlossen ist. Wir kennen die Gesetze dieser Erscheinung sehr genau für eine bestimmte Farbe, aber die Dispersionsgesetze sind noch nicht recht klar. Während bei selektiv absorbierenden Medien die Darstellung von Absorption und Brechungsindex mit Hilfe der bekannten zuerst von MAXWELL und HELMHOLTZ gegebenen, von DRUDE aus der Elektronentheorie gewonnenen Formeln in sehr befriedigender Weise geschieht, ist Analoges bezüglich der Metalle bisher noch nicht gelungen.

Nun verhält sich die Substanz des magnetisch erregten Spiegels (bei KERR) bekanntlich durchaus analog einem natürlich aktiven Körper. In jeder Richtung, die nicht allzuweit von derjenigen der Kraftlinien abweicht, pflanzen sich zwei in Annäherung zirkular schwingende Wellen fort. Es war also sicher zu erwarten, daß auch das an natürlich aktiven Körpern reflektierte Licht ein Kerrphänomen zeigen müßte. Nach demselben ist mehrfach, aber bisher vergeblich gesucht worden, und die Theorie läßt auch erkennen, daß die Wirkung der Aktivität in dem Falle natürlich drehender Körper im allgemeinen sehr klein sein muß; bleibt doch auch die natürliche Drehung stets weit hinter der erreichbaren magnetischen in Eisen, Nickel, Kobalt zurück.

Der Nachweis einer solchen Wirkung der natürlichen Aktivität auf das reflektierte Licht würde nun aber doch einiges Interesse haben. Einmal würde dadurch überhaupt eine neue Prüfung der Theorie der natürlich drehenden Körper gewonnen werden, und diese Theorie steht noch keineswegs so fest, daß

eine solche Prüfung nicht erwünscht wäre. Sodann aber könnte eine Vergleichung mit der Theorie auch in weiterem Umfange, als bei dem Kerreffekt, vorgenommen werden, weil, wie gesagt, bei den selektiv absorbierenden Medien die Gesetze von Dispersion und Absorption (welche auch der Theorie der Aktivität zugrunde zu legen sind) ziemlich vollständig bekannt sind. Dies hat mich veranlaßt, das Problem der Einwirkung der natürlichen Aktivität eines nicht metallisch absorbierenden Körpers nochmals und auf neue Weise der Untersuchung zu unterwerfen.

Ich ging dabei von der bekannten Erfahrung aus, daß die Dispersion und ebenso die Doppelbrechung eines Mediums außerordentlich stark wirksam wird, wenn der Lichtstrahl die Grenzfläche nahe bei dem Winkel der beginnenden totalen Reflexion durchsetzt. Diese Tatsache beruht darauf, daß in der aus dem Brechungsgesetz $\sin\varphi = n \sin\psi$ folgenden Gleichung:

$$\cos\varphi\,\delta\varphi = n\cos\psi\,\delta\psi,$$

$\delta\psi$ unendlich groß werden muß, wenn $\cos\psi$ verschwindet. Es war demgemäß denkbar, daß auch die Wirkung der zirkularen Doppelbrechung auf das reflektierte Licht ausnahmsweise stark werden möchte, wenn die Reflexion in der Nähe der beginnenden totalen Reflexion stattfände.

Einer meiner Schüler, Herr FÖRSTERLING, hat die betreffende Rechnung auf Grund der von mir aufgestellten Differentialgleichungen für natürlich aktive Körper durchgeführt.

In dem Grenzfall, daß von den beiden in dem aktiven Medium fortgepflanzten Wellen die eine parallel der Grenze fortläuft (d. h. eben total reflektiert), die andere aber noch ganz flach eindringt, ist die Rechnung, wie das Resultat, sehr einfach. Man erhält hier für die Amplitude R_p der KERRschen Komponente, die dem normal zur Einfallsebene polarisierten einfallenden Licht mit der Amplitude E_s entspricht, den Ausdruck

$$R_p = \frac{-2iNN'\gamma_1 E_s}{(N^2 + N'^2)\gamma_1 + 2NN'\gamma}, \quad i = \sqrt{-1}.$$

Hierin bezeichnet N den Brechungsindex des ersten, N' den mittleren Brechungsindex des zweiten (aktiven) Mediums; γ ist der Kosinus des Einfallswinkels, γ_1 derjenige des Brechungswinkels der nicht total reflektierten Welle. Eine analoge Formel gilt für

die KERR sche Komponente, wenn das einfallende Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

Bezeichnen n_1 und n_2 die Brechungsindices der beiden im aktiven Medium fortschreitenden zirkularen Wellen [wobei $N' = {}^1/_2(n_1 + n_2)$], so ergibt sich unter der gemachten Annahme, wie leicht erkennbar:

$$\gamma_1 = \sqrt{2(n_1 - n_2)/n_1}.$$

Daß sich hier R_p (bzw. R_s) mit der Wurzel aus $(n_1 - n_2)/n_1$ proportional findet, ist der erste vorteilhafte Umstand. Denn $(n_1 - n_2)/n_1$ hat bei den natürlich aktiven Körpern überaus kleine Werte; bei Quarz längs der optischen Achse beträgt derselbe rund 0,00005, bei Natriumchlorat ist er nur ungefähr der siebente Teil hiervon. Für γ_1 ergibt sich jedoch etwa ${}^1/_{100}$ bzw. ${}^1/_{250}$.

Nun bietet aber die Formel für R_p noch einen weiteren Vorteil; sie zeigt, daß man R_p (bzw. R_s) sehr wesentlich steigern kann, indem man γ klein, d. h., den Einfallswinkel, bei dem die totale Reflexion eintreten soll, groß macht. Dies erfordert die nahe Gleichheit des Brechungsindex des ersten und des zweiten Mediums, somit auch von N und N', d. h., man muß die Beobachtung nicht in Luft vornehmen, sondern in einer geeignet gewählten Flüssigkeit. Hiernach reduziert sich die Formel für R_p auf

$$R_p = -\frac{i\gamma_1 E_s}{\gamma_1 + \gamma}.$$

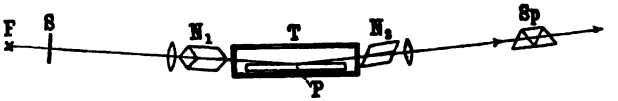
Die Vergrößerung des Einfallswinkels kann nun allerdings nicht sehr weit getrieben werden, weil sonst die reflektierende Fläche sich als ganz schmaler Streifen darstellt und dann als Beugungsspalt wirkt. Nimmt man aber den Einfallswinkel $= 89°$, so wird $\gamma = 0{,}017$ und R_p/iE_s bei Quarz etwa gleich ${}^1/_{2{,}7}$, d. h. das Intensitätsverhältnis gleich ${}^1/_8$ rund. Bei $NaClO_3$ gilt bzw. ${}^1/_{20}$ und ${}^1/_{50}$. Man sieht, das sind außerordentlich günstige Verhältnisse, die weit das übertreffen, was bei dem eigentlichen Kerreffekt erreichbar ist. Allerdings sind die Voraussetzungen für ihr Eintreten ganz spezielle, die im allgemeinen nur für eine Spektralfarbe erreichbar sind. Der Brechungsindex der Flüssigkeit, in der beobachtet wird, muß ein klein wenig größer sein, als derjenige des stärker brechbaren Strahles im aktiven Körper, derart,

daß bei einem Einfallswinkel von 89° für diesen Strahl streifender Austritt stattfindet. Bei jeder merklichen Abweichung von diesem Zustand wird nach der Theorie die Amplitude R_p statt mit $F\sqrt{(n_1 - n_2)/n_1}$ merklich mit $(n_1 - n_2)/n_1$ proportional, also die Wirkung unsichtbar.

Die Kurven für die Brechungsindices zweier durchsichtiger Körper schneiden sich für sichtbare Farben in der Regel, wenn überhaupt, nur einmal; der Effekt war also nur für eine Farbe zu erwarten. Wir trafen die Anordnung so, daß wir mit weißem Licht operierten und das Spaltbild nach der Reflexion durch ein Okularspektroskop zerlegten. Die Anordnung war die in der Fig. 2 angegebene.

Das Licht eines Nernstfadens F wurde durch den ersten Nicol N_1 parallel oder normal zur Einfallsebene polarisiert. Die aktive Platte P befand sich in dem mit der gewählten Flüssigkeit

Fig. 2.



gefüllten Trog T; das austretende Licht wurde durch den Nicol N_2, dessen Polarisationsebene zu der von N_1 gekreuzt war, und das Okularspektroskop Sp betrachtet.

Als isotroper aktiver Körper wurde Natriumchlorat benutzt. Anisol gibt eine Kurve für N, welche die für N' im Roten schneidet; es sollte somit die theoretisch geforderte Wirkung im Gelbroten eintreten. Dies fand in der Tat statt. Innerhalb des matten Spektrums, das infolge der Depolarisation des Lichtes durch den Trog stets auftrat, zeigte sich eine deutliche Aufhellung im Gelbroten. Durch Zusatz von Xylol zum Anisol läßt sich der Schnittpunkt der N- und der N'-Kurve nach Blau hintreiben; dem entsprach völlig die Wanderung der Aufhellung.

Da die beiden gebrochenen Strahlen äußerst nahe parallel der Schnittlinie von Einfalls- und Grenzebene verlaufen, so kann man die obigen theoretischen Überlegungen auch auf einen einachsigen aktiven Kristall anwenden, dessen Hauptachse in jene Richtung fällt. So ist Quarz innerhalb Äthylenbromid beobachtet worden. Bei dieser Kombination war $N = N'$ im Blauen.

Wegen der stärkeren Drehung, welche Quarz liefert, war hier die Wirkung äußerst intensiv; im matten diffusen Spektrum erschien eine glänzende hellblaue Linie. Zur Kontrolle wurde ein inaktiver Kristall (Turmalin in Schwefelkohlenstoff) gleichfalls beobachtet. Dieser ergab, wenn die optische Achse die geforderte Lage hatte, keine Aufhellung, — wohl aber (der allgemeinen Theorie der gewöhnlichen Kristallreflexion entsprechend) dann, wenn die Achse aus dieser Lage etwas herausgedreht war. In dieser Position zeigte der Quarz dann andere spezifische Wirkungen seiner Aktivität, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll.

Die beschriebenen Untersuchungen haben zum ersten Male eine Wirkung der natürlichen optischen Drehung auf das reflektierte Licht ergeben und besitzen hiernach unzweifelhaft ein Interesse.

Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken;

von P. Nordmeyer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 623.)

Läßt man eine elektrische Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken übergehen, so sollte man von vornherein annehmen, daß das hierzu nötige Funkenpotential nicht wesentlich verschieden ist von dem Potential der Summe beider Strecken. So fand ich auch nach Vollendung meiner Messungen eine Bemerkung von Herrn HEYDWEILLER[1]) in seiner Arbeit über „Dämpfung und Widerstand der Kondensatorfunken“: „Eine Unterteilung der Funkenstrecke ist für die Verkleinerung der Dämpfung unvorteilhaft; denn ersetzt man eine Funkenstrecke von der Länge d durch andere hintereinander geschaltete von der Gesamtlänge $d_1 + d_2 + \cdots d_n = d$, so wird wahrscheinlich das Entladungspotential dadurch nicht sehr erheblich vergrößert; Messungen darüber sind mir allerdings nicht bekannt.“ Diese Ansicht ist aber, wie meine Messungen zeigen, durchaus nicht allgemein zutreffend, sondern gilt bei meiner Versuchsanordnung nur für einen speziellen Fall.

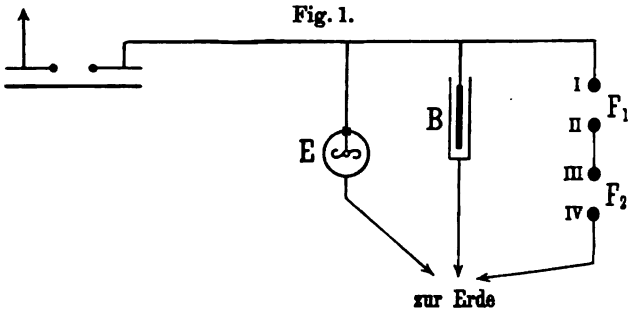
Die Versuchsanordnung (Fig. 1) war folgende: Der eine Pol einer einfachen HOLTZschen Influenzmaschine, welche durch einen Elektromotor getrieben wurde, war sowohl mit der Kugel I eines Funkenmikrometers F_1, wie mit einem HEYDWEILLERschen Elektrometer E und einer Batterie Leidener Flaschen B verbunden. Das Schutzgehäuse des Elektrometers und die äußeren Belegungen der Batterie waren zur Erde abgeleitet, ebenso der andere Pol der Influenzmaschine. Kugel II der Funkenstrecke F_1 war durch ein Drahtstück mit der einen Kugel (Kugel III) eines zweiten

---

[1]) HEYDWEILLER, Ann. d. Phys. (4) 25, 57, 1908.

gleichartigen Funkenmikrometers F_2 verbunden, dessen andere Kugel (Kugel IV) geerdet war. Die Kugeln waren aus Messing und hatten einen Durchmesser von 1,5 cm. Das HEYDWEILLER'sche Elektrometer[1]) war bis etwa 26 000 Volt benutzbar; sein Reduktionsfaktor war durch Vergleichen mit einem geeichten SIEMENS'schen Zeigerelektrometer mehrfach bestimmt worden. Inwieweit die von mir so bestimmten Potentialdifferenzen für einfache, sowohl unbelichtete wie mit ultraviolettem Licht bestrahlte Funkenstrecken mit denen früherer Beobachter übereinstimmen, ergibt sich aus Tabelle 1. Die Werte von BAILLE[2]), PASCHEN[3]), FREYBERG[4]) und HEYDWEILLER[5]) sind auf einen Kugelradius von 0,75 cm

Fig. 1.



interpoliert; die Zahlen von ORGLER[6]) gelten für einen Radius von 1,25 cm und für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung meiner beiden Reihen unter sich und mit den anderen Reihen eine gute. Meine mit Belichtung gewonnenen Funkenspannungen habe ich allen angestellten Berechnungen zugrunde gelegt. Die Bestrahlung wurde durch eine Quecksilberbogenlampe bewirkt; der Bogen war meist 20 cm von der Funkenstrecke entfernt.

Die Potentialmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Spannung langsam erhöht wurde, bis die Funkenentladung

[1]) Hergestellt vom Aachener Institutsmechaniker Herrn FELDHAUS nach den Angaben von HEYDWEILLER; ZS. f. Instrumentenkunde 12, 377 bis 381, 1892.

[2]) BAILLE, Ann. de Chim. 25, 486, 1882.

[3]) PASCHEN, Wied. Ann. 37, 69, 1889.

[4]) FREYBERG, ebenda 38, 231, 1889.

[5]) HEYDWEILLER, ebenda 40, 464, 1890.

[6]) ORGLER, Ann. d. Phys. (4) 1, 159, 1900.

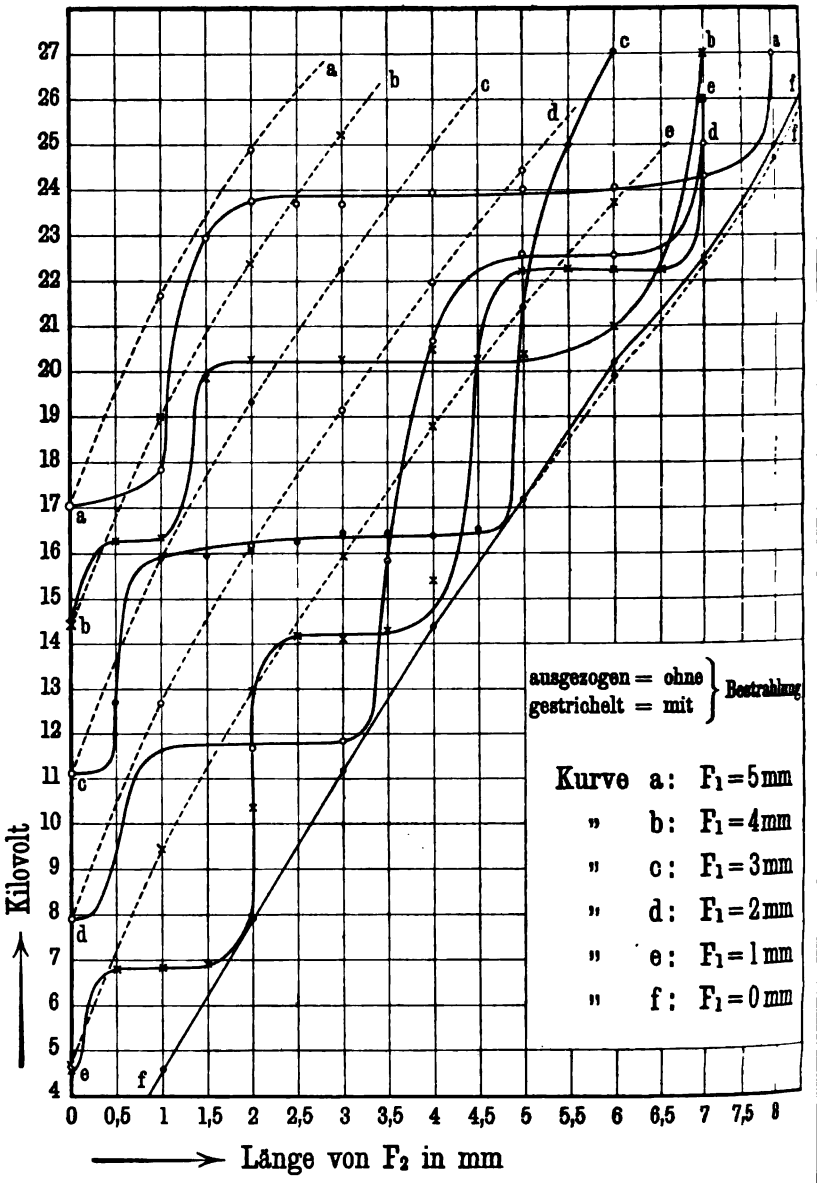
eintrat, und daß der Umkehrpunkt des Elektrometers abgelesen wurde. Die Motorgeschwindigkeit wurde so reguliert, daß das scheinbare Fortschreiten des Fadenkreuzes auf der Skala bequem verfolgt werden konnte. Von jeder Funkenstreckenkombination wurden eine Reihe solcher Einzelentladungen hintereinander beobachtet. Vor jeder Meßreihe wurden meist die Elektroden neu geputzt und neu eingestellt.

Tabelle 1.
Funkenpotentiale in Kilovolt. Atmosphärendruck.

Schlagweite mm	Nord-Meyer bestr.	Nord-Meyer unbestr.	Baille unbestr.	Paschen unbestr.	Frey-berg unbestr.	Heyd-weiller unbestr.	Orgler bestr.
1	4,57	4,56	4,56	4,81	4,61	4,75	4,57
2	7,93	7,91	7,97	8,30	9,10	8,23	8,20
3	11,15	11,10	11,14	11,64	11,65	11,37	11,57
4	14.35	14,45	14,22	14,77	14,20	14,40	14,65
5	17,17	17,13	16,47	17,81	16,90	17,40	17,45
6	19,87	20,26	19,57	20,56	19,40	20,10	—
7	22,44	22,48	21,80	23,03	21,75	23,50	—
8	24,71	24,96	23,82	25,45	23,90	25,05	—

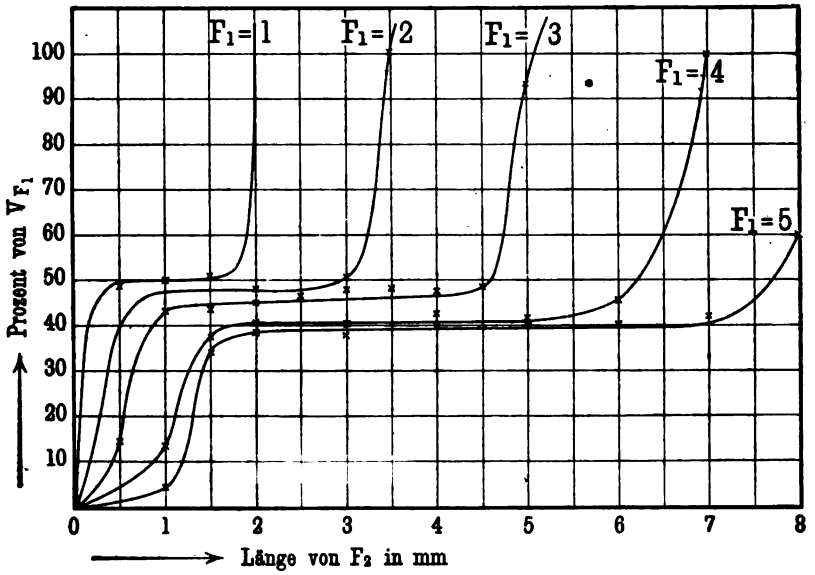
Bei bestrahlter Funkenstrecke war die Übereinstimmung der Einzelmessungen (meist 10) einer Meßreihe vollkommen. Bei den Messungen ohne Bestrahlung — zum größten Teil wurden sie sogar unter Ausschluß des Tageslichtes gemacht, da in manchen Fällen, wie wir sehen werden, auch eine geringe Ionisation großen Einfluß auf die Höhe der Funkenspannung haben kann — war die Übereinstimmung der Einzelbeobachtungen innerhalb einer Meßreihe nicht so gut. Es wurde daher eine große Zahl (meist bis 40) von aufeinanderfolgenden Einzelablesungen gemacht. Aus dieser Anzahl ließ sich dann ein Intervall von 10 bis 15 aufeinanderfolgenden Ablesungen herausschneiden, bei welchem die Abweichungen der Extremwerte innerhalb etwa 3 Proz. des Mittelwertes lagen. Nahm man ein größeres Intervall (20 bis 30), so erhielt man fast denselben Mittelwert, nur die Abweichungen der Extremwerte waren größer. Nur bei einigen ganz bestimmten Funkenstreckenkombinationen wichen die Werte einer Meßreihe beträchtlich voneinander ab, die Mittelwerte aus solchen Reihen

Fig. 2.


Kilovolt
Länge von F_2 in mm
ausgezogen = ohne
gestrichelt = mit
Bestrahlung
Kurve a: $F_1 = 5$ mm
" b: $F_1 = 4$ mm
" c: $F_1 = 3$ mm
" d: $F_1 = 2$ mm
" e: $F_1 = 1$ mm
" f: $F_1 = 0$ mm

habe ich in den Tabellen mit einem * bezeichnet. Aus den Mittelwerten von meist 3, manchmal auch 2 oder 4 oder 5 Meßreihen für jede einzelne Funkenstreckenkombination sind die Werte gebildet, welche in Tabelle 2 angegeben sind. Die Angaben dieser Tabelle habe ich in Fig. 2 durch die ausgezogenen Kurven dargestellt. Aus diesen ist nun ohne weiteres folgender allgemeiner Verlauf der Erscheinung zu erkennen: für jedes F_1 (von 1 bis 5 mm) steigt bei wachsendem F_2 das Funkenpotential der Kombination zunächst um einen gewissen Betrag, bleibt bei

Fig. 3.



weiter wachsendem F_2 eine ganze Strecke lang in gleicher Höhe, steigt von einem gewissen Punkte ziemlich stark wieder an, um dann wieder für eine Strecke das gleiche zu bleiben. Eine solche mehrfache Wiederholung der Erscheinung ließ sich natürlich nur bei kleinen F_1 (1 und 2 mm) beobachten, da ich ja nicht über 26 Kilovolt hinaus messen konnte.

Das Funkenpotential von $F_1 + F_2$ ist also bei wachsendem F_2 und gleichbleibendem F_1 nicht von F_2, sondern von F_1 abhängig. Ich habe daher das Anwachsen des Potentials $F_1 + F_2$ in Prozenten von F_1 ausgerechnet; diese Zahlen stehen in Tabelle 2

Tabelle 2. Funkenpotentiale von zwei Funkenstrecken hintereinander in Kilovolt. Ohne Bestrahlung. Drahtlänge zwischen Kugel II und III = 8 cm.

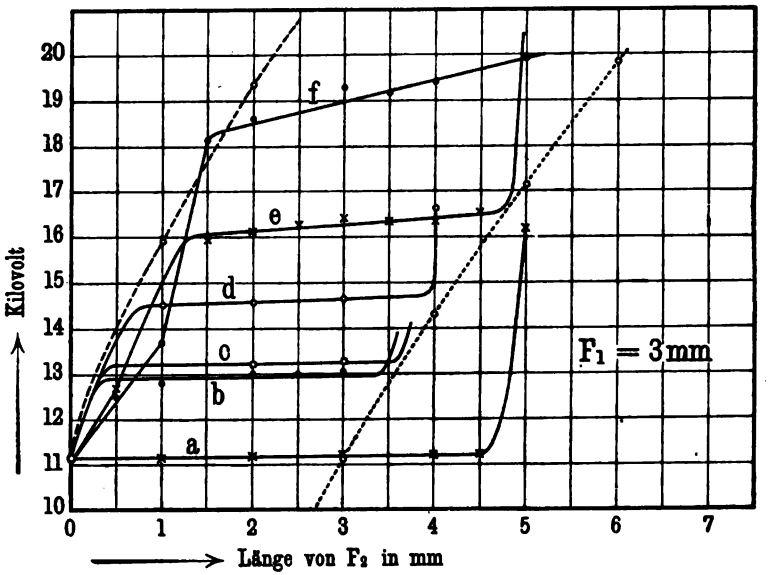
F_2 mm	$F_1=1$ mm [$V=4{,}57$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1=2$ mm [$V=7{,}93$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1=3$ mm [$V=11{,}15$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1=4$ mm [$V=14{,}35$]	Δ Proz.	Δ Korr.	$F_1=5$ mm [$V=17{,}17$]	Δ Proz.	Δ Korr.
0,0	4,56	— 0,2	± 0,0	7,91	— 0,3	± 0,0	11,10	— 0,4	± 0,0	14,45	+ 0,7	± 0,0	17,13	— 0,2	± 0,0
0,5	6,81	+ 49,0	49,0	—	—	—	*12,70	+ 14,0	14,5	*16,33	+ 14,0	13,5	—	—	—
1,0	6,84	+ 50,0	50,0	—	—	—	15,90	+ 42,6	43,0	*16,38	+ 14,1	13,5	*17,86	+ 4,0	4,0
1,5	6,90	+ 51,0	51,0	—	—	—	15,96	+ 43,1	43,5	19,86	+ 38,4	37,5	23,00	+ 34,0	34,0
2,0	*10,37	+ 127,0	127,0	11,70	+ 47,5	48,0	16,11	+ 44,5	45,0	20,27	+ 41,2	40,5	23,76	+ 38,3	38,5
2,5	14,18	+ 210,0	210,0	—	—	—	16,27	+ 46,0	46,5	—	—	—	—	—	—
3,0	14,12	+ 209,0	209,0	11,88	+ 50,0	50,5	16,47	+ 47,7	48,0	20.27	+ 41,2	40,5	23,69	+ 38,0	38,0
3,5	14,29	+ 212,7	213,0	*15,88	+ 100,2	100,5	16,44	+ 47,4	48,0	—	—	—	—	—	—
4,0	15,42	+ 237,5	237,5	20,68	+ 161,0	161,5	16,41	+ 47,2	47,5	20,51	+ 43,1	42,5	23,98	+ 40,0	40,0
4,5	*20,27	+ 343,5	343,5	—	—	—	16,54	+ 48,3	48,5	—	—	—	—	—	—
5,0	22,21	+ 386,0	386,0	22,61	+ 185,0	185,5	*21,53	+ 93,0	93,5	20,36	+ 42,0	41,5	24,07	+ 40,0	40,0
5,5	22,45	+ 391,2	391,5	—	—	—	*25,00	+ 124,0	124,5	—	—	—	—	—	—
6,0	22,50	+ 392,2	392,5	22,55	+ 184,4	184,5	etwa 27,00	etwa 145,0		21,00	+ 46,3	45,5	24,04	+ 40,0	40,0
6,5	22,45	+ 391,2	391,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7,0	etwa 26,00	etwa 480,0		etwa 25,00	etwa 220,0		—	—	—	etwa 27,00	etwa 100,0		24,33	+ 42.0	42,0
8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	etwa 27,00	etwa 60,00	

Tabelle 3. F_1 und F_2 bestrahlt.

F_2	$F_1 = 1$ mm			$F_1 = 2$ mm			$F_1 = 3$ mm			$F_1 = 4$ mm			$F_1 = 5$ mm		
	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ	Beob.	Ber.	Δ
0	4,57	4,57	± 0,0	7,93	7,93	+ 0,0	11,15	11,15	± 0,0	14,35	14,35	± 0,0	17,17	17,17	± 0,0
1	9,45	9,14	+ 3,4	12,70	12,50	+ 1,5	15,94	15,72	+ 1,4	19,03	18,92	+ 0,5	21,70	21,74	— 0,2
2	12,96	12,50	+ 3,5	16,17	15,86	+ 2,0	19,34	19,08	+ 1,3	22,38	22,28	+ 0,4	24,93	25,10	— 0,7
3	15,98	15,72	+ 1,6	19,17	19,08	+ 0,5	22,27	22,30	— 0,1	25,19	25,50	— 1,2	—	—	—
4	18,79	18,92	— 0,7	21,98	22,28	— 1,3	24,97	25,50	— 2,1	—	—	—	—	—	—
5	21,48	21,74	- 1,4	24,15	25,10	— 2,6	—	—	-	-	-	—	—	—	—
6	24,70	24,44	+ 3,0	—	-	—	—	-	-	—	-	-	—	-	-

unter Δ und zwar in Prozenten von den für F_1 mit Bestrahlung gewonnenen Werten (siehe Tabelle 1). Unter „Δ Korr." sind dieselben Zahlen auf 0 korrigiert und abgerundet angegeben; in Fig. 3 sind sie graphisch dargestellt. Hieraus sieht man, daß beim Zuschalten von F_2 das Funkenpotential von F_1 für alle Größen von F_1 um etwa 45 Proz. erhöht wird. Für $F_1 = 1$ mm beträgt die Erhöhung 50 Proz., für F_1 bis 5 mm etwa 40 Proz. Sie nimmt also ein wenig mit wachsendem F_1 ab, ist aber sonst für verschiedene F_1 ungefähr gleich. Also ist die Spannung, die zum

Fig. 4.



Durchschlagen von $F_1 + F_2$ nötig ist, nur abhängig von F_1 und unabhängig von F_2, bis zu einer bestimmten Größe von F_2. Sobald die Kurve für $F_1 + F_2$ die Kurve für einfache Funkenstrecken erreicht ($F_1 = 0$ in Fig. 2), biegt sie nach oben um, d. h. also: wird F_2 so groß, daß das Funkenpotential von F_2 allein größer sein würde, als das tatsächliche Funkenpotential von $F_1 + F_2$, dann steigt letzteres beträchtlich an. Es geht dann von diesem Zeitpunkte ab in ungefährer Höhe der vorigen gleich gebliebenen Spannung bei F_1 (also zwischen Kugel I und II) meist ein kleines Fünkchen (oft auch zwei) über, während die eigentliche Entladung bei einer

Tabelle 4. Ohne Bestrahlung.

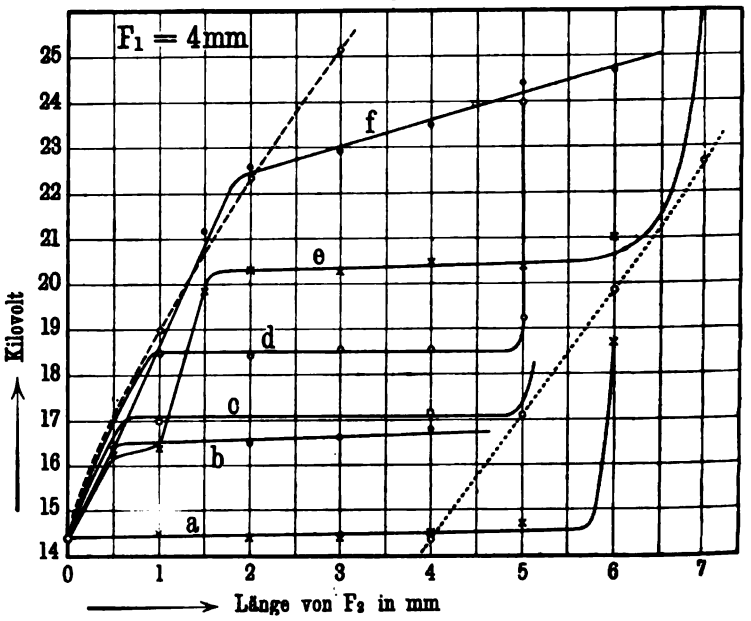
F_1	F_2	Zwischen Kugel I u. IV nur eine Kugel (III)	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 21 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 90 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 120 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	An Kugel II eine Leidener Flasche	Δ Proz.	Δ Korr.	F_2	F_1
1	0,0	4,49	— 1,8	± 0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,25	— 7,0	± 0,0	0,0	1
	0,5	7,27	+ 59,1	61,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4,33	— 5,3	2,0	0,5	
	1,0	8,19	+ 79,2	81,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	* 4,80	+ 5.0	12,0	1,0	
	1,5	8,71	+ 90,6	92,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,31	+ 81,8	89,0	1,5	
	2,0	8,75	+ 91,5	93,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,40	+ 83,8	90,0	2,0	
	2,5	12,60	+ 175,5	177,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,25	+ 146,0	153,0	2,5	
	3,0	15,26	+ 234,0	236,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,40	+ 149,0	156,0	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,04	+ 207,2	214,5	3,5	
2	0,0	8,02	+ 1,0	± 0,0	8,50	+ 7,2	± 0,0	—	—	—	—	—	—	7,91	— 0,3	± 0,0	0,0	2
	0,5	8,83	+ 11,4	10,5	11,55	—	36,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	12,82	+ 61,7	60,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,05	+ 1,5	1,5	1,0	
	1,5	14,10	+ 77,7	76,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	14,20	+ 79,0	78,0	11,65	—	37,0	—	—	—	—	—	—	7,99	+ 0,8	1,0	2,0	
	2,5	14,50	+ 82,8	82,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	* 8,90	+ 12,2	12,5	2,5	
	3,0	14,41	+ 81,7	80,5	*15,50	—	80,0	—	—	—	—	—	—	*14,04	+ 77,0	77,5	3,0	
	3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,40	+ 81,6	82,0	3,5	
	4,0	15,7 oder 21,8	+ 98,0 oder + 175,0	97,0 oder 174,0	21,85	—	157,0	—	—	—	—	—	—	14,36	+ 81,1	81,5	4,0	
	4,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,69	+ 85,8	85,5	4,5	
	5,0	—	—	—	22,00	—	159,0	—	—	—	—	—	—	19,08	+ 140,5	141,0	5,0	
	5,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	19,11	+ 141,0	141,5	5,5	
	6,0	—	—	—	22,15	—	160,0	—	—	—	—	—	—	19,35	+ 141,0	144,5	6,0	

F_1	F_2	Zwischen Kugel I u. IV nur eine Kugel (III)	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 21 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 90 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	Drahtlänge 120 cm	Δ Proz.	Δ Korr.	An Kugel II eine Leidener Flasche	Δ Proz.	Δ Korr.	F_2	F_1
3	0,0	11,18	+ 0,3	± 0,0	11,90	+ 6,7	± 0,0	12,05	+ 8,0	± 0,0	11,95	+ 7,2	± 0,0	11,46	+ 2,8	± 0,0	0,0	3
	0,5	12,48	+ 11,9	11,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	13,72	+ 23,0	22,5	15,35	—	29,0	—	—	—	13,57	—	13,5	11,46	+ 2,8	0,0	1,0	
	1,5	18,16	+ 62,9	62,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	18,61	+ 67,0	66,5	15,50	—	30,0	14,05	—	16,5	13,83	—	15,5	11,55	+ 3,6	1,0	2,0	
	3,0	19,34	+ 73,4	73,0	15,56	—	31,0	14,17	—	17,5	13,83	—	15,5	11,50	+ 3,1	0,5	3,0	
	3,5	19,24	+ 72,5	72,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,5	
	4,0	19,45	+ 74,4	74,0	*17,38	—	45,0	*24,70	—	105,0	*14,65	—	22,5	11,55	+ 3,6	1,0	4,0	
	5,0	19,90	+ 78,5	78,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*16,54	+ 48,0	45,0	5,0	
4	0,0	14,41	+ 0,4	± 0,0	15,00	+ 4,5	± 0,0	14,93	+ 4,0	± 0,0	15,00	+ 4,5	± 0,0	14,60	+ 1,7	± 0,0	0,0	4
	0,5	*16,44	+ 14,5	14,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	
	1,0	*15,33	+ 6,8	6,5	19,20	—	28,0	17,57	—	18,0	—	—	—	14,65	+ 2,1	0,5	1,0	
	1,5	21,23	+ 49,8	49,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5	
	2,0	22,62	+ 56,9	56,5	19,24	—	28,5	—	—	—	17,12	—	14,0	14,65	+ 2,1	0,5	2,0	
	3,0	22,96	+ 60,0	59,5	19,29	—	29,0	—	—	—	17,25	—	15,0	14,65	+ 2,1	0,5	3,0	
	4,0	23,55	+ 64,0	63,5	19,30	—	29,0	17,70	—	19,5	17,50	—	16,5	14,69	+ 2,1	0,5	4,0	
					etwa		etwa											
	5,0	24,39	+ 70,0	69,5	22,00	—	50,0	—	—	—	—	—	—	14,69	+ 2,1	0,5	5,0	
	6,0	24,70	+ 72,0	71,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,72	+ 37,4	35,5	6,0	
	7,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*19,90	+ 38,7	37,0	7,0	
	8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22,61	+ 57,0	55,5	8,0	
5	0,0	—	—	—	17.63	+ 2,7	± 0,0	17,90	+ 4,3	± 0,0	17,77	+ 3,5	± 0,0	17,51	+ 2,0	± 0,0	0,0	5
	1,0	—	—	—	22,50	—	27,5	20,93	—	17,0	—	—	—	17,64	+ 2,8	1,0	1,0	
	2,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,18	—	13,5	17,55	+ 2,2	0,0	2,0	
	3,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	17,55	+ 2,2	0,0	3,0	
	4,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20,65	—	16,0	—	—	—	4,0	
	5,0	—	—	—	22,95	—	30,0	21,05 über	—	17,5 über	—	—	—	17,47	+ 1,8	0,0	5,0	
	6,0	—	—	—	23,57	—	34,0	26,00	—	45,0	—	—	—	17,56	+ 2,2	0,0	6,0	

höheren Spannung erfolgt, die mit weiter wachsendem F_2 wieder gleich bleibt und zwar wiederum so lange, wie sie größer ist, als die zum Durchschlagen von F_2 allein erforderliche Potentialdifferenz.

Die Höhenlage des horizontalen Stückes relativ zum Anfangspunkt der Kurve erwies sich nun als stark abhängig von der Kapazität, welche die Kugeln II und III nebst Verbindungsdraht besitzen. Die Messungen zur Feststellung dieser Abhängigkeit sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Auch hier habe ich wieder

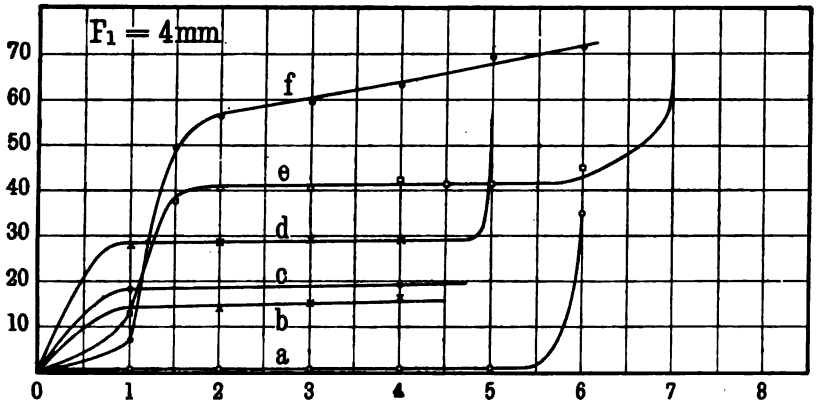
Fig. 5.



die Erhöhung, die das Potential $F_1 + F_2$ gegen das von F_1 zeigt, in Prozent von F_1 angegeben. In Fig. 4 und 5 sind die verschiedenen Spannungskurven für $F_1 = 3$ und $F_1 = 4$ gezeichnet, in Fig. 6 und 7 die Kurven der prozentischen Erhöhung für $F_1 = 4$ und $F_1 = 5$ mm. Zunächst wurden Kugel II und der Verbindungsdraht entfernt, so daß die beiden Funkenstrecken mit nur drei Kugeln hergestellt waren. Dies ist der Fall der kleinstmöglichen Kapazität. Bei den in Tabelle 2 angegebenen sehr ausführlich untersuchten Zahlenreihen befand sich zwischen Kugel II und III ein Drahtstück

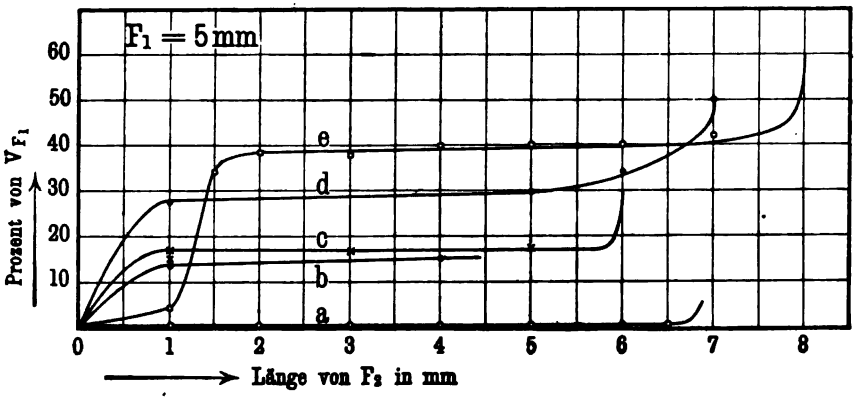
von 3 cm Länge; die Dicke des Drahtes war 1,6 mm. Bei weiteren Versuchen war der Draht 4, 21, 90 und 120 cm lang. Die Abweichungen der Werte von F_1 für $F_2 = 0$ von den in Tabelle 1

Fig. 6.



angegebenen Werten sind bei diesen Versuchen etwas größer, weil weniger Wert auf die Nullpunktseinstellung der Funkenmikrometer gelegt wurde. Die prozentische Erhöhung habe ich

Fig. 7.



daher auch in Prozent des jedesmal gefundenen Wertes von F_1 für $F_2 = 0$ ausgerechnet. Überhaupt habe ich mich bei diesen Versuchsreihen mehr auf Stichproben beschränkt. Endlich wurde noch eine Versuchsreihe vollständig durchgeführt, bei der zwischen

Kugel II und Kugel III mit dem Drahtstück noch die innere Belegung einer kleinen Leidener Flasche (0,001 31 MF) verbunden war, deren äußere Belegung geerdet war.

Tabelle 5.

Ohne Bestrahlung. Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

1: Draht zwischen II und III = 4 cm. 2 und 3: Draht zwischen II und III = 21 cm. 1 und 2: Entfernung von I zu IV die gleiche.

F_2	F_1 = 3 mm			F_1 = 4 mm		
	1.	2.	3.	1.	2.	3.
1	36,5	30.0	29,0	32,0	28,0	26,0
2	38,3	(31,0)	30,0	36,0	29,3	28,5
3	(38,3)	32,0	31,0	(36,8)	30,0	29,0
4	—	—	—	37,5	31,1	29,0
Im Mittel	37,7	31,0	30,0	35,8	29,6	28,6

Der absolute Abstand von Kugel I zu Kugel IV hat vielleicht nur bei geringer Größe (unter 2 bis 3 cm) Einfluß auf den Verlauf der Kurven. Bei größerem Abstande ist ein solcher Einfluß sicher nicht vorhanden, wie aus Tabelle 5 hervorgeht, in der ich die Resultate dreier Versuchsreihen zusammengestellt habe: 1. betrug die Drahtlänge zwischen II und III 4 cm; 2. war ein 21 cm langer Draht zwischen II und III so zusammengebogen, daß der Abstand von II gegen III derselbe war, wie in 1.; 3. war die Drahtlänge = 21 cm und der Draht war ausgestreckt. Wie man sieht, differieren die beiden letzteren Reihen nur wenig, während die erste gegen die beiden anderen nach oben hin abweicht.

Ein ganz anderer Verlauf der Funkenpotentiale ergab sich nun aber, wenn beide Funkenstrecken mit ultraviolettem Licht bestrahlt wurden. Die Werte sind in Tabelle 3 unter „Beob." angegeben. Die Verhältnisse bezüglich Funkenstrecken usw., unter denen die Zahlen der Tabelle 3 beobachtet wurden, waren genau die gleichen, wie bei Tabelle 2. Die Ergebnisse aus Tabelle 3 sind in den gestrichelten Linien der Fig. 2 graphisch dargestellt. In Tabelle 3 habe ich unter „Ber." die Summe des Funkenpotentials von F_1 plus dem Funkenpotential von F_2 angegeben und unter Δ die Differenz der beobachteten und berechneten Werte in Prozent von den berechneten Werten. Man

sieht, daß diese Differenzen gering sind und meist innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Ob die regelmäßige Abnahme der Differenzen innerhalb der einzelnen Reihen für F_1 von positiven Werten durch Null hindurch zu negativen Werten eine mehr zufällige Erscheinung ist, oder nicht, vermag ich nicht zu entscheiden. Jedenfalls ist das Funkenpotential bei bestrahlten Funkenstrecken nahezu gleich der Summe der Einzelpotentiale. Ferner habe ich den Spannungsverlauf untersucht, wenn nur F_1, und weiter, wenn nur F_2 bestrahlt wurde. Wenn nur F_1 bestrahlt wird, so ist die Wirkung nahezu dieselbe, als wenn beide Funkenstrecken bestrahlt werden, wie aus Tabelle 6 hervorgeht. In dieser habe ich zum

Tabelle 6.

F_1	F_2	F_1 und F_2 bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	F_1 allein bestrahlt	Anwachsen in Prozent von V_{F_1}	Δ der Prozente
2	0	7,93	—	8,35	—	—
	1	12,70	60,1	12,55	50,3	9,8
	2	16,17	103,9	15,80	89,2	14,7
	3	19,17	141,7	19,00	127,5	14,2
	4	21,98	177,2	22,05	164,1	13,1
	5	24,45	208,3	25,15	201,2	7,1
					Im Mittel	11,8
3	0	11,15	—	11,47	—	—
	1	15,94	42,9	15,10	31,5	11,4
	2	19,34	73,4	18,50	63,0	10,4
	3	22,27	99,7	21,60	88,4	11,3
	4	24,97	124,0	24,92	117,2	6,8
					Im Mittel	10,0
4	0	14,35	—	14,50	—	—
	1	19,03	32,6	17,91	23,5	9,1
	2	22,38	56,0	21,34	47,1	8,9
	3	25,19	74,8	24,60	69,6	5,2
					Im Mittel	7,7
5	0	17,17	—	17,20	—	—
	1	21,70	26,4	20,25	17,7	8,7
	2	24,93	45,2	23,90	38,9	6,3
					Im Mittel	7,5

Vergleich noch die Zahlen für den Fall, daß beide F bestrahlt waren, hinzugefügt und habe für beide Fälle das Anwachsen des Funkenpotentiales von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 berechnet. Die Differenz letzterer Zahlen ist unter Δ angegeben. Hieraus ergibt sich, daß die Werte für Bestrahlung nur von F_1 um ungefähr 10 Proz. von F_1 niedriger sind, als wenn beide F bestrahlt werden.

Wurde dagegen nur F_2 bestrahlt, so ergaben sich die bekannten Kurven, die ich ganz ohne Bestrahlung erhielt. Nur die Erhöhung des Potentiales war sowohl für verschiedene F_1, wie auch für verschiedene Drahtlängen zwischen Kugel II und III stets ungefähr 13 Proz. von F_1. Dieses Verhalten zeigt Tabelle 7, in welcher die Funkenpotentiale von $F_1 + F_2$ in Prozent von F_1 mitgeteilt sind. Die verschiedenen Reihen für dasselbe F_1 entsprechen verschiedenen Drahtlängen zwischen Kugel II und III.

Tabelle 7. F_1 unbestrahlt, F_2 bestrahlt.
Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_2 mm	$F_1 = 2$ mm		$F_1 = 3$ mm				$F_1 = 4$ mm					$F_1 = 5$ mm	
1	13,5	Mittel 13,5	11,2	9,5[1])	13,0	Mittel 11,9	13,7	11,4	10,6	16,4	Mittel 18,1	13,5	Mittel 13,4
2	13,5		11,6	10,3	13,8		13,7	11,1	10,7	16,6		13,5	
3	99,0		12,0	11,1	14,6		14,4	10,8	10,8	16,8		13,5	
4	103,5		85,0	70,0	81,0		15,0	10,5	10,9	17,1		13,3	
5	110,0		80,0	—	81,0		80,0	—	—	—		13,2	
6	184,0		—	—	—		—	—	—	—		—	
7	195,0		—	—	—		—	—	—	—		—	

Befand sich zwischen Kugel II und III noch die Leidener Flasche, und wurden beide Funkenstrecken bestrahlt, so schwankten bei schnellerem Aufladen die Werte bei den Einzelentladungen stark hin und her und blieben unterhalb der sonstigen mit Bestrahlung gewonnenen Werte. Ließ ich den Motor aber genügend langsam laufen, so erreichten auch die aufeinander folgenden Einzelentladungen dieselben und zwar die für bestrahlte Funkenstrecken geltenden Spannungen.

Um zu einer Erklärung all dieser eigentümlichen Erscheinungen zu gelangen, gehe ich von der von J. J. Thomson[2]) auf-

[1]) Bei dieser Reihe war die Bestrahlung intensiver, als bei den anderen.

[2]) J. J. Thomson, Phil. Mag. 50, 278, 1900. Siehe auch: Thomson-Marx, Elektr.-Durchgang in Gasen, S. 399. Leipzig 1906.

gestellten Theorie über den Mechanismus der selbständigen Funkenentladung aus. Nach ihr wird die Ionisation des Gases, die notwendig ist, um dieses in den für den Funkenübergang erforderlichen leitenden Zustand zu versetzen, dadurch bewirkt, daß negative Ionen, welche stets im Gase vorhanden sind, unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegt werden und durch den Anprall an Gasmoleküle, den „Ionenstoß", neue negative Ionen erzeugen. Es würden jedoch bald alle negativen Ionen von der Elektrode fortgetrieben sein und damit würde der Strom erlöschen, wenn nicht auch die positiven Ionen auf dem Wege zur Kathode negative Ionen erzeugen könnten. Dieses geschieht nun nach J. J. THOMSON durch das „Kathodenbombardement" der positiven Ionen. Letztere machen durch ihren Anprall auf die Kathode aus deren Metall bzw. aus der ihr unmittelbar anliegenden Gasschicht negative Elektronen frei. Diese werden von der negativen Ladung der Kathode abgestoßen, bzw. bewegen sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und erzeugen nun ihrerseits wieder Ionen durch Spaltung der Gasmoleküle. Dieser Nachschub der negativen Ionen infolge des Kathodenbombardements ist also wesentlich für den Eintritt der Funkenentladung.

Schließen wir uns dieser Auffassung an, so ist es klar, daß wir von dem Augenblicke an, wo der Ionentransport beginnt, kein rein statisches, sondern ein dynamisches Feld haben. Die eigentliche Entladung ist also ein rein elektrodynamischer Vorgang. Bis zur Entladung aber ist das elektrostatische Feld von größter Wichtigkeit. Insbesondere wird auch das Kathodenbombardement durch elektrostatische Influenz beeinflußt werden können.

Nehmen wir den Fall an, daß der Funke zwischen einer positiv geladenen und einer geerdeten Kugel übergehen soll, so ist die ganze geerdete Kugel vor der Entladung durch Influenz mit negativer Elektrizität bedeckt. Steht dagegen der positiv geladenen Kugel eine isolierte gegenüber, so ist auf dieser die Verteilung der Influenzladung eine ganz andere: der Punkt, an dem die Verbindungslinie der Kugelmittelpunkte die zweite Kugel trifft, muß am stärksten negativ elektrisch sein. Die Dichtigkeit der negativen Elektrizität muß mit Entfernung von diesem Punkte abnehmen, auf einem Kreise Null werden, und hinter diesem Kreise muß die Kugel in gleicher Verteilung positiv werden.

Im zweiten Falle wird natürlich die Bewegung, welche die durch den Aufprall positiver Ionen emittierten Elektronen erfahren, eine wesentlich geringere sein, als in dem Falle, wo die zweite Kugel geerdet ist. Es werden also in dem Falle der isolierten Kathodenkugel erheblich weniger negative Ionen als Folge des Kathodenbombardements wirksam sein können, als in dem Falle, wo diese Kugel geerdet ist. Also muß bei isolierter Kathode die Spannung erheblich steigen, um eine für den Funkendurchgang hinreichende Ionisation des Gases zu bewirken. Aus der Verteilung der Influenzladung geht also hervor, daß das Funkenpotential bei isolierter Kathodenkugel höher sein muß, als bei einer geerdeten.

Derartig sind nun die Verhältnisse bei den von mir untersuchten Erscheinungen. Aus dem experimentellen Befunde ging hervor, daß bei dem Zuschalten von F_2 (einer zweiten Funkenstrecke) das Funkenpotential um einen bestimmten Prozentsatz von dem Funkenpotential von F_1 stieg, innerhalb einer bestimmten Größe von F_2. Wuchs F_2 über diese Größe hinaus, so ging trotzdem bei dem vorigen (um einen bestimmten Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential ein kleiner Funke zwischen Kugel I und II über. Daraus geht hervor, daß wir in diesem (um einen gewissen Prozentsatz erhöhten) Funkenpotential diejenige Spannung haben, die nötig ist, um Entladung zwischen einer geladenen und einer isolierten Kugel hervorzubringen. Am reinsten tritt dies in Erscheinung, wenn die beiden Funkenstrecken aus nur drei Kugeln gebildet werden. Dann erhalten wir beim Anwachsen von F_2 in der mittleren Kugel eine isolierte Kathode und dementsprechend die oben erörterte Funkenpotentialerhöhung. Diese beträgt für $F_1 = 2$ mm 80 Proz. und für ein $F_1 = 4$ mm etwa 65 Proz.

Haben wir dagegen an der Kugel II noch eine Leidener Flasche, so wird die Verteilung der Influenzladung auf Kugel II so sein, als wenn sie geerdet wäre: eine Erhöhung des Funkenpotentials kann nicht stattfinden. In der Tat sehen wir in diesem Falle, daß beim Zuschalten von F_2 sich das Potential nicht erhöht.

Fügen wir nun an die Kugel II, wenn nur diese zwischen Kugel I und IV vorhanden ist, eine geringe Kapazität an, etwa indem wir durch ein kurzes Drahtstück an Kugel II die Kugel III anschließen, so muß sich dadurch die Verteilung der Influenz-

ladung auf Kugel II gleich ziemlich stark ändern, also muß auch die prozentische Erhöhung der Spannung ziemlich stark abnehmen: für ein Drahtstück von 3 cm Länge beträgt die Erhöhung nur noch 40 bis 50 Proz. Bei weiterem Anwachsen der Kapazität ändert sich das Funkenpotential immer weniger und wird schließlich erst bei relativ großer Kapazität gleich dem, wenn die Kugel geerdet ist. Der Abfall des Funkenpotentials ist also nicht proportional dem Zuwachs an Kapazität, wie es ja auch aus den Kurven der Fig. 3 hervorgeht.

In jedem Falle wird aber die zweite Funkenstrecke mit durchschlagen, solange das Funkenpotential von F_2 allein kleiner ist, als das zum Durchschlagen von F_1 erforderliche, je nach der Kapazität von Kugel II erhöhte Funkenpotential von F_1. Wird nun aber F_2 so groß, daß dieses nicht mehr hinreicht, um Funkenentladung bei F_2 herbeizuführen, so erhält durch den kleinen Funken bei F_1 die Kugel II eine Ladung. Diese Ladung und die durch Influenz erzeugte Ladung ergeben eine neue Verteilung der Elektrizität auf Kugel II; infolgedessen muß die Spannung, die nunmehr nötig ist, um F_1 zu durchschlagen, wieder soweit anwachsen, bis sie hinreicht, auch F_2 mit zu durchschlagen. Bei weiterem Anwachsen von F_2 bleiben die Verhältnisse dann wieder eine Zeitlang dieselben, bis wiederum F_2 so groß wird, daß sein Eigenpotential größer ist, als das von F_1 usw.

Da nun bei dem Funkendurchgang durch F_1 an die Kugel III sehr plötzlich eine Spannung angelegt wird, so wird sich die Funkenentladung durch F_2 für solche Werte von F_2, bei welchen der Knick der Kurve erfolgt, leicht verzögern; man beobachtet daher auch, daß dann die Funkenpotentiale der aufeinander folgenden Einzelentladungen stark schwanken. Ebenso haben wir bei sehr kleinen F_2 nicht mehr volle Isolation der Kugel II, daher auch dann die erforderlichen Spannungen sehr schwanken. Niemals aber können natürliche Spannungen auftreten, die größer wären, als die Summe der Einzelpotentiale jeder Funkenstrecke. Die Kurven für diese Summen bzw. die damit fast identischen Kurven für bestrahlte Funkenstrecken tangieren daher (Fig. 2) die Kurven, die man für die betreffenden $F_1 + F_2$ erhält.

Nach der anderen Seite hin werden diese Kurven durch die Kurve für eine einfache Funkenstrecke begrenzt. Nur in dem

Falle, daß an Kugel II + III die Leidener Flasche angeschlossen ist, gehen die Kurven für zusammengesetzte Funkenstrecken über die einer einfachen hinaus. Dort haben wir nämlich durch F_1 hindurch die Entladung zwischen einem großen und einem kleinen Kondensator; es werden also bei der Entladung Oszillationen auftreten. Der Maximalwert der Spannung an Kugel III kann während dieser Schwingungen auf einen erheblich größeren Wert anwachsen, als der ursprüngliche Wert von Kugel I war. Also können auch noch größere F_2 durchschlagen werden, als der gemessenen Spannung entsprechen. Befindet sich an Kugel II – III keine einigermaßen beträchtliche Kapazität, so können Schwingungen höchstens sehr schwach auftreten. Ist also die Kapazität an Kugel II gering, so muß der Knick in den Kurven für $F_1 + F_2$ beim Erreichen der Kurve für eine einfache Funkenstrecke erfolgen, wie es ja auch der Fall ist.

Ganz anders muß nun aber der Funkenpotentialverlauf sein, wenn die Funkenstrecken mit ultraviolettem Lichte bestrahlt werden. Wie die Wirkung des ultravioletten Lichtes ist, d. h., ob dieses das Gas selbst ionisiert, oder nur aus dem Metall der Kugeln, insbesondere aus der Kathode, negative Ionen freimacht, ist für die vorliegende Untersuchung einerlei. Der zweite, also der photoelektrische Effekt auf die Kathode ist wohl sicher der überwiegende; auf jeden Fall werden durch die Bestrahlung zahlreiche negative Ionen in das Gas hineingebracht. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden diese einen ständigen Strom bewirken, bis die Ionisation des Gases so stark wird, daß die Funkenentladung eintreten kann. Bestrahle ich also beide Funkenstrecken, so habe ich nur eine Spannung zwischen der Kugel I und der Kugel IV bzw. eine Spannungsdifferenz zwischen Kugel I und II und eine zweite zwischen Kugel III und IV. Ich muß also ein Funkenpotential erhalten gleich der Summe der Einzelpotentiale, falls ich so langsam auflade, daß der Spannungsausgleich zwischen Kugel I und II, auch III und IV vollzogen ist, ehe die wirkliche Funkenentladung eintritt. Sogar für den Fall, daß an Kugel II die Leidener Flasche angebracht war, konnte ich ja durch hinreichend langsames Aufladen erreichen, daß das Funkenpotential gleich der Summe der Einzelpotentiale war.

Bestrahle ich nur F_1, so hat das ungefähr denselben Erfolg, als wenn ich beide F bestrahle, doch habe ich dann bei F_2 erst kurz vor der Entladung durch Kathodenbombardement den nötigen Anstieg der Ionisation, während in F_1 die Ionisation vom ultravioletten Licht übernommen wird. Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß nur die Vorgänge in F_1 den eigentümlichen Verlauf der Kurven für unbestrahlte Funkenstrecken verursachen.

Tabelle 8. Ohne Bestrahlung.
Erhöhung in Prozent von V_{F_1}.

F_1	F_2	Kugel I positiv		Kugel I negativ	
3	1	26,8	26,3	29,3	27,6
3	2	28,4	27,2	31,0	27,8
3	3	29,7	28,9	31,0	28,1
		28,3	27,6	30,4	27,8
		+ 28,0		+ 29,1	
4	1	27,4	27,4	27,2	28,8
4	2	27,4	31,3	27,6	27,4
4	3	27,4	31,0	27,2	31,3
4	4	27,4	31,2	27,6	31,2
		27,4	30,2	27,4	29,8
		+ 28,8		+ 28,6	

Bestrahle ich andererseits nur F_2, so ist, wie oben angegeben, der allgemeine Verlauf der Kurven derselbe, wie ohne Bestrahlung. Doch ist dann die Erhöhung des Funkenpotentials von F_1 auch für verschiedene Kapazitäten an Kugel II ungefähr dieselbe. Wir haben bei bestrahltem F_2 die Kugeln III und IV gewissermaßen durch einen konstanten Widerstand verbunden. Es wird also auch die Elektrizitätsverteilung auf Kugel II trotz verschiedener Kapazitäten (innerhalb einer gewissen Größe derselben) bei bestrahltem F_2 stets dieselbe sein, und wir erhalten daher eine für verschiedene Kapazität gleiche, einer relativ großen Kapazität entsprechende Erhöhung des Funkenpotentials von F_1.

Bei fast allen beschriebenen Messungen war Kugel I positiv geladen worden, Kugel II war also Kathode. Kontrollversuche

(Tabelle 8) zeigten aber, daß negative Ladung der Kugel I keinen meßbaren Unterschied in den Erscheinungen bedingte, sowohl dann nicht, wenn beide Funkenstrecken unbestrahlt waren (wie in Tabelle 8 angegeben), wie auch nicht, wenn nur F_1 oder nur F_2 bestrahlt wurden. Bei bestrahlten Funkenstrecken ist die Gleichheit ohne weiteres einzusehen, da dann die Ionen durch fremde Kraft erzeugt werden. Aber auch ohne Bestrahlung wird der polare Unterschied sich nur in so geringer Weise bemerkbar machen können, daß etwaige Differenzen in die Grenzen der Meßgenauigkeit fallen. Denn durch indirekte Influenzwirkung wird die Dichte der Ladung an Kugel I, auch wenn diese Kathode ist, verändert werden müssen. Durch das so geänderte elektrische Feld wird in gleicher Weise, wie vorher angegeben, die Wirkung des Kathodenbombardements geändert, so daß fast dieselben Erscheinungen auftreten müssen, wie in dem Falle, daß Kugel I Anode ist.

Wir haben gefunden, daß durch Ionisierung von F_1 bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken das tatsächlich beobachtete Funkenpotential stark steigt, z. B. bei $F_1 = 4$ mm, $F_2 = 4$ mm und einer Drahtlänge zwischen Kugel II und III von 21 cm um 6500 Volt. Es wird also eine solche Funkenstreckenkombination äußerst empfindlich sein gegen Ionen, welche von außen zwischen Kugel I und II gebracht werden. Ich habe zur Probe etwas unterhalb in 10 bzw. 20 cm Entfernung von der Funkenstrecke F_1 eine nichtleuchtende Flamme aufgestellt. Je nach der Entfernung der Flamme stieg das Funkenpotential mehr oder weniger stark an. Eine derartige Anordnung könnte sich also vielleicht in manchen Fällen zur Untersuchung der Ionisierung als zweckmäßig erweisen.

Die im vorigen eingeführte Anschauung, daß infolge des veränderten Effektes des Kathodenbombardements das Funkenpotential erheblich vergrößert wird, hat die Erklärung einer Reihe verwickelter Erscheinungen bei der von mir untersuchten Funkenentladung über zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken ermöglicht. Aber auch für die Erscheinungen der einfachen Funkenentladung scheint sie mir von Wichtigkeit zu sein. Nach dem Bisherigen wäre also das Funkenpotential insofern ein relativer Begriff, als es wesentlich von der Anzahl und der Bewegung der negativen Ionen zwischen den Elektroden abhängt. Ein absolut statisches Funkenpotential — falls dieses überhaupt

möglich ist — würde also wesentlich höher liegen, als die bisher gemessenen, stets mehr oder weniger dynamischen. Daß das Funkenpotential durch starke Ionisation mittels Kathodenstrahlen beträchtlich sinkt, hat vor kurzem Herr HERWEG [1]) experimentell nachgewiesen. Falls aber durch starke Ionisation das Funkenpotential stark herabgesetzt wird, muß auch notwendig durch geringe Ionisation eine geringe Herabsetzung erfolgen, d. h. also: wird das Gas einer Funkenstrecke ionisiert, so muß je nach dem Grade der Ionisation eine mehr oder weniger große Erniedrigung des Funkenpotentials erfolgen. Nun ist aber in scheinbarem Gegensatz hierzu das Potential einer Funkenstrecke, deren eine Kugel geladen wird und deren andere geerdet ist, bei langsamer Aufladung mit und ohne ultraviolette Bestrahlung fast das gleiche, wie es ja auch aus meinen beiden Reihen der Tabelle 1 hervorgeht. Herr WARBURG [2]) erklärt diesen Umstand dadurch, daß die Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte nicht das Funkenpotential herabsetze, sondern nur die im Dunkeln stets vorhandene „Verzögerung" aufhebe. Unter der von JAUMANN [3]) entdeckten Verzögerung ist die Erscheinung zu verstehen, daß namentlich bei plötzlichem Anlegen der Spannung sich nicht hinreichend schnell Ionen bilden können; ehe daher die wirkliche Entladung eintritt, steigt die Spannung oft noch um ein beträchtliches. Die Verzögerung wird also durch Ionenarmut des Gases hervorgerufen. Ein „verzögertes" Funkenpotential ist demnach ein Funkenpotential, welches sich mehr oder weniger dem rein statischen nähert. Insofern hat Herr WARBURG natürlich Recht, als durch Ionenerzeugung die Verzögerung aufgehoben wird, da die Ionenkargheit aufgehoben wird. Gleichzeitig tritt aber eine Erniedrigung des Funkenpotentials ein, wenn man das rein statische (wahrscheinlich unmögliche) Funkenpotential zur Grundlage aller Funkenpotentiale wählt. Der scheinbare Gegensatz, der darin liegt, daß unbestrahltes und bestrahltes Funkenpotential gleich sind, würde sich also dahin erklären, daß bei unbestrahlter Funkenstrecke (bei langsamem Aufladen) durch das Kathoden-

[1]) HERWEG, Ann. d. Phys. (4) 24, 326, 1907.
[2]) WARBURG, Wied. Ann. 59, 1, 1896 (siehe auch sein Autoreferat in J. J. THOMSON, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, Seite 370 ff.), Leipzig 1906.
[3]) JAUMANN, Wied. Ann. 55, 656, 1894.

bombardement ebenso viele Ionen erzeugt werden, als bei ultravioletter bestrahlter Funkenstrecke (einerlei ob bei schnellem oder langsamem Anlegen der Spannung) eben durch primäre oder sekundäre Ionisierung des Gases durch ultraviolettes Licht. Da nun die Stärke der durch Kathodenbombardement bewirkten Ionisierung naturgemäß sehr leicht schwankt, so ist die Folge davon, daß die im Dunkeln beobachteten Funkenpotentiale stets mehr oder weniger variieren. Hingegen sind die Funkenpotentiale bei Bestrahlung stets genau gleich, da die Bestrahlung eine gleichmäßigere Ionenerzeugung bewirkt. Auf diese Weise wäre also der Forderung genüge geschehen, daß jede Ionisierung des Gases eine Herabsetzung des Funkenpotentiales zur Folge haben muß.

Die zu Anfang zitierte Folgerung des Herrn Heydweiller, daß eine Unterteilung der Funkenstrecke das Funkenpotential nur unwesentlich beeinflussen könne, trifft nach meinen Messungen also nur für ultraviolett bestrahlte Funkenstrecken zu. Dasselbe wird höchst wahrscheinlich der Fall sein bei Messungen mit Induktorbetrieb, wenn also nicht die eine Kugel geerdet ist. Sonst hätte eine größere Verschiedenheit, wie sie bei meinen Messungen hervortrat, Herrn Eickhoff[1]) bei seiner Untersuchung auffallen müssen, in welcher er nebenher das Funkenpotential einer unterteilten Funkenstrecke mit dem einer parallel geschalteten Funkenstrecke verglich. Dagegen kann sich also das Funkenpotential bei einseitig geerdeter unterteilter Funkenstrecke ganz beträchtlich ändern. Welchen Einfluß derartige Verhältnisse auf die Dämpfung haben, wäre eine weitere, möglicherweise für die funkentelegraphische Praxis wichtige Frage.

Diese Untersuchung habe ich auf die liebenswürdige Anregung des jüngst verstorbenen Herrn Geheimrats Wüllner hin angestellt, der die Tatsache des eigentümlichen Spannungsverlaufs bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken bereits vor einer Reihe von Jahren beobachtet hatte. Meine dankbare Verehrung dem Dahingeschiedenen gegenüber möchte ich auch an dieser Stelle aussprechen.

---

[1]) Eickhoff, Physik. ZS. 8, 497, 1907.

Aachen, Physikalisches Institut der Kgl. Techn. Hochschule.

Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluſs auf die Messung kleiner Drucke;

von Karl Scheel und Wilhelm Heuse.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 623.)

In einer Untersuchung über die Gültigkeit des MARIOTTE-GAY-LUSSACschen Gesetzes bei kleinen Drucken oberhalb 2,5 mm gelangten BALY und RAMSAY[1]) zu dem Resultat, daß verdünnte Luft, die in einem MC LEODschen Manometer komprimiert wurde, der Bedingung $pv = \text{const}$ nicht genügte. Die Abweichungen von diesem Gesetz waren für verschiedene Manometer verschieden und um so größer, je weiter die Kompression fortschritt. Als typisches Beispiel geben die Verfasser folgende Reihe, in welcher p den Druck bedeutet, unter dem sich das Gas in der Kapillare befindet, und pv in willkürlichem Maße ausgedrückt ist.

p	pv	p	pv
4,1 mm	100	4,6 mm	41,78
4,1 „	81,83	4,9 „	33,47
4,1 „	69,921	5,0 „	28,09
4,3 „	67,25	6,3 „	15,09
4,6 „	59,57	8,0 „	9,427

BALY und RAMSAY suchen den Grund für diese scheinbare Abweichung der Luft vom MARIOTTEschen Gesetz, die sie übrigens für Wasserstoff nicht beobachten konnten, in Oberflächeneinflüssen.

Lord RAYLEIGH[2]), welcher mit Drucken zwischen 0,01 und 1,5 mm und mit Kompressionen vom Einfachen auf das Fünf-

[1]) Phil. Mag. (5) 38, 301—327, 1894.
[2]) Phil. Trans. (A) 196, 205—223, 1901.

fache in weiten Gefäßen arbeitete, fand das MARIOTTEsche Gesetz für Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff bis auf 0,001 mm Druck voll bestätigt. Er zieht aus seinen Resultaten den Schluß, daß sie den üblichen Gebrauch des MC LEODschen Manometers für Stickstoff und Wasserstoff und, soweit die sogenannte BOHRsche Anomalie nicht störend einwirke, auch für Sauerstoff rechtfertigen.

Wenn man, was selbstverständlich erscheint, diesen Schluß Lord RAYLEIGHS auf Luft verallgemeinert, so ergibt sich eine Abweichung gegenüber den Resultaten von BALY und RAMSAY, deren Grund wohl nur darin gesucht werden kann, daß jener die Kompression in weiten Gefäßen, diese in Kapillaren ausführten. Es scheint also das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen des benutzten Gefäßes für das Verhalten von Luft bezüglich des MARIOTTEschen Gesetzes maßgebend zu sein.

In Übereinstimmung mit dieser Auffassung stehen die Resultate einer Arbeit von E. HERING[1]), welcher fand, daß das MARIOTTEsche Gesetz für Anfangsdrucke von 0,05 bis 1 mm und Kompressionen auf etwa $^1/_{25}$ des Volumens und bei einer Mindestrohrweite von 10 mm gültig bleibt, aber wenig oder garnicht befolgt wird, wenn die Luft in Kapillaren von etwa 0,7 und 1,5 mm Weite komprimiert wird.

Diese Verhältnisse zu klären, ist der Zweck der nachstehend mitgeteilten Untersuchung.

Die benutzte Anordnung besteht im wesentlichen aus dem Manometer und dem Kompressionsapparat.

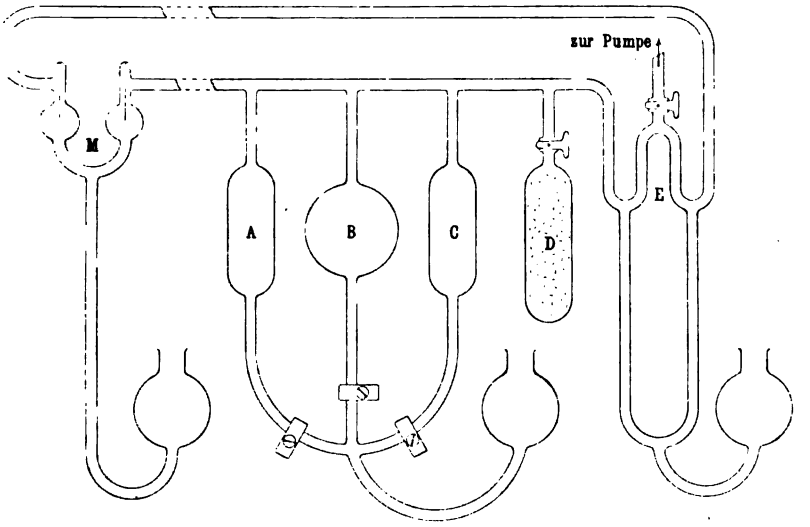
Das Manometer *M* (Fig. 1) ist demjenigen von Lord RAYLEIGH[2]) nachgebildet. Es besteht aus zwei miteinander fest verbundenen Glaskugeln als Druckkammern, welche zur Hälfte von einem gemeinsamen Reservoir aus mit Quecksilber gefüllt sind und in welche von oben her je eine Glasspitze eingeschmolzen ist. Die Einstellung auf Berührung von Spitze und ihrem Spiegelbild gleichzeitig in beiden Kammern geschieht durch Neigen des ganzen Manometers; die Größe der Neigung, welche durch Spiegel und Skala bestimmt wird, gibt unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse ein absolutes Maß für den Druckunterschied in beiden

[1]) Ann. d. Phys. (4) 21, 319—341, 1906.
[2]) l. c. S. 208.

Kammern. Die Verbindung zwischen den Kammern und dem Kompressionsapparat ist durch Glasfedern hergestellt. Das Manometer erlaubte, in Übereinstimmung mit den Angaben Lord RAYLEIGHS, Druckunterschiede in beiden Kammern von 0,001 mm noch mit Sicherheit festzustellen.

Der Kompressionsapparat bestand aus drei parallel geschalteten kalibrierten kugel- bzw. zylinderförmigen Volumenometergefäßen (A, C, B) von rund 100, 200 und 400 ccm, welche durch aufsteigendes Quecksilber unabhängig voneinander gefüllt werden

Fig. 1.



konnten. Das gesamte schädliche Volumen betrug 77,0 ccm; es wurde nach einer von Lord RAYLEIGH [1]) angegebenen Methode bestimmt, welche die Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes nur zur Ermittelung einer Korrektionsgröße voraussetzt.

Mit dem Kompressionsapparat konnte nach Bedarf ein viertes ebenfalls ausgemessenes zylindrisches Gefäß D von rund 100 ccm in Verbindung gesetzt werden. Das Gefäß diente zur Verwirklichung des leitenden Gedankens, das Verhältnis von Oberfläche und Volumen eines Hohlraumes zu ändern, zu welchem Zwecke es mit 10 bzw. 20 g Glaswolle angefüllt wurde. Aus der

[1]) l. c. S. 215.

Fadendicke der Glaswolle, 0,02 mm, berechnet sich die Oberfläche von 1 g derselben zu etwa 8 qdm, diejenige der benutzten Füllungen also zu etwa 80 bzw. 160 qdm. Durch die Anwesenheit der Glaswolle wird das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen des 100 ccm fassenden und $2^1/_2$ cm weiten Gefäßes gleich demjenigen in einer Kapillarröhre von 0,5 bzw. 0,25 mm Durchmesser. — Verzögerungen im Druckausgleich zufolge Anwesenheit der Glaswolle wurden nicht beobachtet.

Die Versuche mit dem geringeren Quantum Glaswolle sind als orientierende zu betrachten, und darum hier nicht näher diskutiert.

Bei den endgültigen Versuchen, bei welchen 20 g Glaswolle verwendet wurden, wurde der Anfangsdruck von der Nullage des Manometers ausgehend direkt bestimmt; die Nullage ihrerseits wurde gefunden, indem die eine Kammer des Manometers konstant auf einem sehr niedrigen Druck blieb, während man die andere, mit dem Kompressionsapparat verbundene, mittels Holzkohle in flüssiger Luft scharf evakuierte, wobei die Güte des Vakuums durch Kompression auf halbes Volumen kontrolliert wurde.

Die Versuche ohne Glaswolle werden durch Wiedergabe des folgenden Beispiels dargestellt:

p	v	pv
0,068 mm	804,2 ccm	54,9
0,145 „	382,2 „	55,5
0,310 „	179,8 „	55,8
0,726 „	77,0 „	55,9

Demgegenüber ist bei dem folgenden Versuch mit Glaswolle die von BALY und RAMSAY beobachtete scheinbare Abweichung vom MARIOTTEschen Gesetze ganz augenfällig.

p	v	pv
0,152 mm	899,2 ccm	136,6
0,704 „	172,0 „	121,1
0,159 mm	899.2 ccm	142,8
0,277 „	477,2 „	132,2
0,457 „	274,8 „	125,5
0,708 „	172,0 „	121,7

Die Abweichung verschwindet aber mehr und mehr, je weiter die Austrocknung des Apparates fortschreitet. Nach zwei Tagen, während welcher Zeit das Glaswollegefäß mit einem Trockengefäß (Phosphorpentoxyd) zeitweilig im hohen Vakuum in Kommunikation gewesen war, wurde beobachtet:

p	v	pv
0,158 mm	899,2 ccm	141,9
0,296 „	477,2 „	141,1
0,511 „	274,8 „	140,5
0,812 „	172,0 „	139,6

Dagegen konnten durch Einbringen von Wasserdampf [1]) in das ganze System die Verhältnisse sofort wieder erheblich verschlechtert werden, wie folgende Reihe zeigt:

p	v	pv
0,173 mm	899,2 ccm	155,5
0,377 „	172,0 „	64,9

Durch kurzes Trocknen im Vakuum (etwa 10 Minuten) konnte bereits eine erhebliche Verbesserung erzielt werden.

p	v	pv
0,172 mm	899,2 ccm	155,0
0,811 „	172,0 „	139,5

Länger, etwa 24 Stunden fortgesetztes Trocknen im Vakuum ergab einen ähnlichen Zustand wie vor Einbringen von Wasserdampf:

p	v	pv
0,169 mm	899,2 ccm	152,0
0,320 „	477,2 „	152,9
0,553 „	274,8 „	151,9
0,880 „	172,0 „	151,4

[1]) Wasser konnte aus einem zu diesem Zweck angeschlossenen Röhrchen bis zu dem der Zimmertemperatur entsprechenden Sättigungsdruck in das Vakuum des Apparates hinein verdampfen.

Die vorstehend mitgeteilten Beobachtungsergebnisse berechtigen zu der Annahme, daß die scheinbaren Abweichungen der Luft vom MARIOTTEschen Gesetz auf der Bildung einer Wasserhaut auf den Oberflächen im Innern der Kompressionsgefäße beruhen, nach deren Entfernung sie verschwinden.

Dieser Schluß legt die Vermutung nahe, daß die Brauchbarkeit des MC LEODschen Vakuummeters in hohem Grade durch die Anwesenheit von Feuchtigkeit bzw. einer Wasserhaut beeinträchtigt wird.

Um dies zu untersuchen, wurde ein MC LEODsches Manometer aus Thüringer Glas an das Kompressionsgefäß angeschlossen. Der Rezipient desselben faßte etwa 100 ccm; die Kapillare hatte, bei einer Länge von etwa 40 cm, etwa 0,6 mm Durchmesser. Dieselbe Weite hatte das zur Ablesung benutzte Steigrohr. Das MC LEODsche Manometer wurde vor seiner Aufstellung sorgfältig mit konzentrierter Salpetersäure und destilliertem Wasser gereinigt.

In den folgenden Zusammenstellungen der wesentlichen Beobachtungsergebnisse bezeichnet p den Druck, unter dem die Luft in der Kapillare des MC LEODschen Manometers steht, v das zugehörige Volumen, P den hieraus in der üblichen Weise abgeleiteten Druckwert, endlich $\mathfrak{P}$ den aus den Angaben des RAYLEIGHschen Manometers durch Kompression auf die Hälfte des Volumens berechneten absoluten Druck.

1. Die erste Versuchsreihe, bei welcher das Vakuum durch Kohle in flüssiger Luft schnell hergestellt war, ergab folgendes Resultat:

$\mathfrak{P} = 0{,}011$ mm.

p	v	pv	P
9,3 mm	67,4 cmm	626	0,007 mm
14,0 „	38,8 „	543	0,006 „
27,4 „	17,7 „	484	0,005 „
80,7 „	5,3 „	425	0,004 „

Es zeigt sich hier nicht nur der erwartete Unterschied zwischen den Angaben des RAYLEIGHschen und des MC LEODschen

Manometers, sondern auch, daß das Mc Leod sche Manometer je nach der Stelle der Ablesung nur $^2/_3$ bis $^1/_3$ des wahren Druckes ergibt. Hierin trat eine Änderung ein, nachdem der Apparat bis zum nächsten Tage im Vakuum mit Phosphorpentoxyd in Verbindung gestanden hatte.

$\mathfrak{P} = 0{,}011$ mm.

p	v	pv	P
14,7 mm	66,2 cmm	973	0,010 mm
25,8 „	40,0 „	1033	0,011 „
45,4 „	22,9 „	1038	0,011 „
102,7 „	10,5 „	1077	0,011 „
76,5 „	14,2 „	1086	0,011 „
33,0 „	32,5 „	1072	0,011 „
15,6 „	67,8 „	1057	0,011 „

2. Die folgende Serie gibt Resultate wieder, wie sie erhalten wurden, wenn man den Apparat 20 Stunden lang mit Wasserdampf von etwa 10 mm Druck hatte stehen lassen und dann kurze Zeit mit Zimmerluft von Atmosphärendruck gefüllt und 10 Minuten lang mit einer Gaedepumpe evakuiert hatte.

$\mathfrak{P} = 0{,}010$ mm.

p	v	pv	P
3,0 mm	74,0 cmm	222	$0{,}002_3$ mm
5,7 „	38,3 „	218	$0{,}002_3$ „
12,2 „	17,7 „	216	$0{,}002_2$ „
80,6 „	2,2 „	181	$0{,}001_9$ „
36,0 „	6,0 „	214	$0{,}002_3$ „
4,7 „	31,9 „	150	$0{,}001_6$ „
4,6 „	50,8 „	234	$0{,}002_4$ „
3,3 „	73,3 „	242	$0{,}002_5$ „

Hier gibt das Mc Leod sche Manometer in allen Einstellungen innerhalb 0,001 mm den gleichen Druck, der aber tatsächlich nur $^1/_5$ des wahren Wertes ist. Nach halbstündigem Stehen des Apparates ohne Verbindung mit einem Trockenmittel war nicht nur die Übereinstimmung der Einzeleinstellungen des Mc Leod schen Manometers verschwunden, sondern auch die Abweichung seiner

Angaben vom wahren Druckwert, welcher infolge Gasabgabe von den Wänden höher als zuvor ist, für die stärkeren Kompressionen noch gewachsen.

$\mathfrak{P} = 0{,}024$ mm.

p	v	pv	P
12,5 mm	72,8 cmm	909	0,010 mm
15,7 „	43,1 „	676	0,007 „
25,9 „	15,9 „	411	0,004 „
76,0 „	3,3 „	252	0,003 „
57,0 „	4,7 „	269	0,003 „
16,0 „	30,4 „	487	0,005 „
10,5 „	50,9 „	532	0,006 „
12,5 „	69,3 „	867	0,009 „

Durch weiteres (halbstündiges Pumpen) und darauf folgendes Einlassen von trockener Luft zeigte sich bei einem Druck von 0,023 mm kein Unterschied mehr zwischen den Angaben des RAYLEIGHschen und des MC LEODschen Manometers in seinen verschiedenen Einstellungen. Ein ähnliches Resultat wurde durch bloße halbstündige Verbindung des Apparates mit dem unter gleichem Druck stehenden Trockenmittel erzielt.

3. Bei einer weiteren Reihe war der getrocknete Apparat mit atmosphärischer Luft gefüllt und nach Ablauf von 20 Stunden während 8 Minuten mit der Gaedepumpe evakuiert.

$\mathfrak{P} = 0{,}017$ mm.

p	v	pv	P
20,4 mm	70,2 cmm	1432	0,015 mm
106,2 „	12,4 „	1315	0,014 „
89,9 „	14,7 „	1320	0,014 „
21,7 „	70,3 „	1525	0,016 „

Es zeigte sich also auch hier ein deutlicher Unterschied zwischen $\mathfrak{P}$ und P, sowie der Werte von pv untereinander. Unterschiede, die nach einer halben Stunde, während welcher der Apparat unter Abschluß vom Trockenmittel sich selbst überlassen blieb, noch erheblich gewachsen waren.

$\mathfrak{B} = 0{,}042$ mm.

p	v	pv	P
29,1 mm	69,8 cmm	2031	0,021 mm
103,1 „	14,3 „	1479	0,015 „
99,1 „	14,9 „	1482	0,015 „
23,8 „	70,9 „	1687	0,018 „

Nach halbstündiger Verbindung mit dem Trockenmittel waren dann diese Unterschiede wieder verschwunden.

Die vorstehenden Untersuchungen ergeben, daß das Mc Leod-sche Manometer sehr wohl zur exakten Messung kleiner Drucke in atmosphärischer Luft zu brauchen ist, nur muß sorgfältig alle Feuchtigkeit aus der Luft und von den Glaswänden entfernt werden. Bei einem Manometer aus Thüringer Glas mit 0,6 mm weiten Kapillaren, welches vor Inbetriebsetzung und vor Zuschmelzen der Kapillare sorgfältig mit konzentrierter Salpetersäure und destilliertem Wasser gereinigt ist, genügt hierfür eine halbstündige Verbindung mit Phosphorpentoxyd unter niedrigem Druck. Es genügt aber nicht bei Anwendung schnell wirkender Pumpen die Verbindung mit dem Trockenmittel nur während der Zeit des Pumpens. Druckmessungen, welche 10 Minuten nach Inbetriebsetzung einer solchen Pumpe mit dem Mc Leod schen Manometer vorgenommen werden, führen notwendigerweise zu falschen Druckwerten, die um so unrichtiger sind, je höher die Kompression der Luft bei der Messung getrieben wird.

Diese Resultate gelten zunächst nur innerhalb des benutzten Druckintervalls abwärts bis 0,01 mm Hg. Unterhalb 0,01 mm lassen sich die Drucke mit dem Rayleigh schen Manometer nicht mehr mit der genügenden Genauigkeit messen, doch sind Versuche im Gange, um mit Benutzung eines empfindlicheren Manometers die hier behandelten Fragen auch in niedrigeren Druckbereichen zu studieren.

Charlottenburg, den 27. Juli 1908.

Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen;

von W. König.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln, am 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 623.)

Auf der vorjährigen Naturforscher-Versammlung hat uns Herr WIENER[1]) in Leipzig ganz langsame elektrische Schwingungen vorgeführt, die in einem Schwingungskreise von sehr großer Selbstinduktion und großer Kapazität erzeugt wurden. Da mir im Gießener Institut auch ein großer Transformator mit einer Sekundärspule von etwa 1100 Henry zur Verfügung steht, so habe ich die Versuche nachgemacht, habe mich aber anderer Mittel zur Demonstration der Schwingungen bedient und möchte mir erlauben, darüber eine kurze Mitteilung zu machen. — Man kann die Erscheinungen sehr einfach und bequem mit der BRAUNschen Röhre demonstrieren, wie sie Herr RICHARZ zuerst für die Demonstration elektrischer Schwingungen angewandt hat[2]); nur bedarf man bei der Langsamkeit des Vorganges keiner Zerlegung mit dem rotierenden Spiegel. Benutzt man eine Röhre in der von WEHNELT[3]) angegebenen Form mit eingebautem Kondensator, so kann man sowohl die Potentialschwingung wie die Stromschwingung damit demonstrieren. Wird der Röhrenkondensator an die beiden Seiten der Kapazität direkt angeschlossen, so bedarf es nur einer Erregung der Schwingungen von passender Stärke, um den Fluoreszenzfleck in Richtung der elektrischen Kraftlinien langsam hin und her pendeln zu sehen. Die Erregung geschah durch Unterbrechung eines Stromes von passender Stärke im primären Kreise des Transformators. Die Empfindlichkeit der Röhre war derart, daß eine

---

[1]) O. WIENER, Phys. ZS. 8, 752—755, 1907; Verhandl. der D. Phys. Ges. 9, 470—477, 1907.

[2]) J. RICHARZ, Ann. d. Phys. (4) 1, 468—473, 1900.

[3]) A. WEHNELT, Verhandl. der D. Phys. Ges. 5, 31, 1903.

Spannungsdifferenz von 145 Volt an den Platten des Kondensators eine Ablenkung des Fleckes um 4,2 mm bewirkte. Um die Stromschwingung durch die magnetische Ablenkung des Fleckes zu demonstrieren, bedarf es bei der geringen Stärke dieser Ladungsströme eines ablenkenden Magneten von hoher Windungszahl. Am einfachsten benutzt man dazu einen kleinen Induk-

Fig. 1.

tionsapparat von 8 bis 10 cm Schlagweite, dessen Sekundärspule man zwischen die Kapazität und die Selbstinduktion in den Schwingungskreis einschaltet. Später habe ich mich eines Hufeisenmagnets bedient, dessen Schenkel von dünndrähtigen Wickelungen in vielen Lagen umgeben waren, und zwischen dessen Polen die Röhre lag. Hier wurden 4 mm Ablenkung des Fleckes durch eine Stromstärke von 0,0006 Amp. erzeugt. Diese Empfindlichkeit konnte durch Nebenschlüsse zu dem Magneten in bequemer Weise herabgesetzt und reguliert werden. — Das Interesse der ganzen

*

Versuchsanordnung liegt nun wesentlich darin, daß sich der Versuch mit gleichzeitiger gekreuzter Ausführung der beiden Ablenkungen, den Herr WIENER in seiner Mitteilung bereits andeutet[1], hier sehr einfach und sehr anschaulich ausführen läßt. Werden die

Fig. 2.

elektrische und die magnetische Ablenkung senkrecht zueinander gerichtet und gleichzeitig erregt, so beschreibt der Fleck eine je nach der Dämpfung mehr oder weniger steile Spirale. Da diese bei wiederholten Unterbrechungen unter sonst unveränderten Versuchsbedingungen immer die gleiche Lage inne hat, so läßt sie sich durch eine geeignete Anzahl wiederholter Expositionen gut photographieren. In dieser Form kann ich Ihnen das Resultat

[1]) S. Verhandl. der D. Phys. Ges. 9, 475, 1907.

dieser Versuche vorführen. Fig. 1 zeigt eine derartige Spirale allerdings bei starker Dämpfung. Auch die schnelleren Schwingungen, wie sie in den Sekundärspulen von Induktorien bei angehängten Kapazitäten entstehen, geben Spiralen, die trotz der kürzeren Dauer der Lichterscheinung doch, wenigstens aus der Nähe betrachtet, sehr deutlich sichtbar sind und sich natürlich ebensogut photographieren lassen. Fig. 2 zeigt eine Spirale, die in einem solchen Falle erhalten wurde.

Die Erklärung des periodischen Systems der Elemente mit Hilfe der Elektronentheorie;

von H. Strache.

(Auszug.)

(Vorgetragen in der gemeinsamen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 25. September 1908.)

(Vgl. oben S. 625.)

Der Vortrag faßt in viel umfangreicherer Weise, als dies der Titel desselben zu erkennen gibt, die gesamten physikalischen und chemischen Naturerscheinungen auf Grund der Einheitlichkeit der Materie und des Weltäthers, sowie der Einheit aller Naturkräfte zusammen. Die Annahmen, welche danach nötig sind, um nahezu alle Naturerscheinungen durch die Gegenwart einer einzigen Art von materiellen Uratomen (Korpuskeln) zu erklären, welche aufeinander mit einer einzigen Kraft — der allgemeinen Attraktion — wirken, widersprechen dabei den jetzt geltenden Theorien durchaus nicht und schließen sich eng an die sogenannte Elektronentheorie, die nur geringe Änderungen erleidet. Nach der Elektronentheorie faßt man auch die Elektrizität atomistisch — also aus kleinsten Teilchen bestehend — auf, wobei jedes Teilchen (Elektron genannt) eine bestimmte Ladung repräsentiert. Manche nehmen zweierlei Arten von Elektronen (der positiven und negativen Elektrizität entsprechend) an; es tritt jedoch bereits vielfach die Ansicht auf, daß man die elektrischen Erscheinungen auch durch Annahme einer einzigen Gattung von Elektronen, nämlich den negativen, erklären könne, indem man die positive elektrische Ladung als durch einen Mangel an Elektronen verursacht bezeichnet.

Auch die Ansicht, daß die Elektronen mit den kleinsten Teilchen des Weltäthers identisch seien, ist schon hervorgetreten. Dem schließt sich der Vortragende an und erweitert die Hypothese, indem er auch die kleinsten Teilchen, aus denen man sich

die Atome zusammengesetzt denken kann (die Korpuskeln), als identisch mit den Ätherteilchen und Elektronen betrachtet.

Die anziehende Kraft, welche die Korpuskeln in großer Entfernung aufeinander ausüben, bildet die Gravitation (Schwerkraft). Diese anziehende Kraft geht jedoch bei den geringen Entfernungen der Atome und Moleküle voneinander in eine abstoßende Kraft über, anderenfalls würden sich alle Atome der Welt zu einem Klumpen zusammenballen. Der Vortragende nimmt an, daß diese zwischen den Korpuskeln wirkende Kraft bei Annäherung über eine gewisse Grenze in Abstoßung übergeht, bei weiterer Annäherung in stärkere Anziehung, bei noch weiterer Annäherung in noch stärkere Abstoßung übergeht usw., und zeigt dann, daß sich mit Hilfe dieser Annahme nahezu alle Naturerscheinungen einheitlich erklären lassen. Die Ursache dieser rätselhaften Kraft bleibt dabei natürlich ebenso verborgen, wie es die Ursache der Gravitation bisher war.

Zwischen jenen Entfernungen, innerhalb welchen sich die Korpuskeln anziehen und jenen, innerhalb welchen sie sich abstoßen, befinden sich Stellen, wo sie sich weder abstoßen noch anziehen, also Gleichgewichtslagen. Befinden sich eine Anzahl von Korpuskeln in solchen Gleichgewichtslagen gegeneinander und verrückt man eine Korpuskel aus ihrer Gleichgewichtslage, so kehrt sie in dieselbe zurück. Denkt man sich den ganzen Weltraum mit Korpuskeln angefüllt, so werden sich dieselben alle in solche Gleichgewichtslagen gegeneinander stellen. Nach obiger Annahme gibt es aber mehrere Gleichgewichtslagen zwischen zwei Korpuskeln, solche in größerer und solche in geringerer Entfernung. Man kann nun annehmen, daß der ganze Weltraum mit Korpuskeln erfüllt ist, welche in einer größeren Entfernung in Gleichgewichtslagen stehen, und daß diese den Weltäther bilden. Dagegen müssen Korpuskeln, welche sich in näher gelegenen Gleichgewichtslagen anhäufen, natürlich andere Gebilde hervorbringen, die sich vom Weltäther unterscheiden müssen, und diese Anhäufungen von Korpuskeln betrachtet der Vortragende als Atome unserer materiellen Substanzen. Die Atome bewegen sich durch die verhältnismäßig weit voneinander abstehenden Ätherteilchen hindurch wie durch die Maschen eines Siebes. Der Äther durchdringt daher alle Stoffe.

Der Weltäther wird also nicht als außerordentlich feines Gas oder dergleichen aufgefaßt, sondern als aus Teilchen bestehend betrachtet, welche im Raume ihre bestimmten Gleichgewichtslagen haben und dahin zurückkehren, wenn man sie daraus verschiebt. Es ist dies eine Ansicht, die schon P. SECCHI vor 40 Jahren ausgedrückt hat. In diesem Äther können Spannungszustände eintreten wie in einer Kautschukmasse, deren Teilchen ebenfalls verschiebbar sind, aber in ihre Gleichgewichtslagen zurückzukehren suchen. Diese Spannungen können von zweierlei verschiedener Art sein. Entweder es wirkt eine abstoßende oder anziehende Kraft von einem Punkte aus in radialer Richtung, wodurch die Ätherteilchen auseinandergedrückt oder zusammengezogen werden, dann entspricht dies einer elektrischen negativen oder positiven Ladung, die ein elektrisches Feld im Äther erzeugt, oder die Verschiebung der Ätherteilchen erfolgt parallel zur Oberfläche eines Körpers, z. B. eines Drahtes, dann ergibt dies ein magnetisches Feld. Die Wirkung, welche ein Magnetstab auf den ungeladenen Äther ausübt, kann man sich denken, wenn man sich einen runden Stab in eine Kautschukmasse eingeleimt denkt und unter Festhalten der äußeren Teile des Kautschuks dem Stabe eine Drehung erteilt. Der elektrische Strom wird als eine Bewegung von Ätherteilchen (Elektronen) durch die Substanz des Leiters hindurch betrachtet, und zwar in der Richtung vom negativen zum positiven Pol. Man kann dann beweisen, daß diese Spannungszustände im Äther alle anziehenden und abstoßenden Wirkungen ergeben, welche man zwischen elektrischen und magnetischen Feldern und elektrischen Strömen kennt, und ebenso sind die Erscheinungen der elektrischen und magnetischen Induktionen erklärbar, wenn man noch die sehr naheliegende Annahme hinzufügt, daß durch einen elektrischen Strom, der einen Draht durchfließt, die Ätherteilchen des den Draht umgebenden Stromes in der Richtung des Stromes (vom negativen zum positiven Pol) eine Strecke weit mitgezogen, also aus ihren Gleichgewichtslagen unter Hervorrufung eines elektromagnetischen Feldes verschoben werden.

Die materiellen Atome der Körper üben natürlich ebenfalls eine Kraft auf den sie umgebenden Äther aus. Ob diese Kraft eine anziehende oder abstoßende ist, hängt davon ab, wie weit

die Korpuskeln an der Oberfläche des Atoms von den nächsten Korpuskeln, welche den Äther bilden, entfernt sind. Wirkt ein kleines Atom noch anziehend auf die umgebenden Ätherteilchen, so wird ein größeres, dessen Korpuskeln sich in sehr geringer Entfernung von den nächsten Ätherteilchen befinden, bereits eine abstoßende Wirkung auf dieselben ausüben, ein noch größeres wegen der wechselnden Wirkung der Attraktion wieder eine anziehende usw. Die Wirkung auf die Ätherteilchen ist aber gleichbedeutend mit einer elektrischen Ladung. Ist also ein kleines Atom elektropositiv, so wird ein größeres elektronegative Wirkungen üben, ein noch größeres wieder positive usw. Daraus erklärt es sich, daß bei zunehmendem Atomgewicht (zunehmender Größe der Atome) die Elemente abwechselnd elektropositiven und negativen Charakter tragen. Durch Zufügen von einem oder mehreren Korpuskeln (Ätherteilchen) in die Ätherhülle eines Atoms kann der durch die anziehende Wirkung des Atoms hervorgerufene Spannungszustand des Äthers beseitigt werden. Ein elektropositives Atom kann also durch Zugabe von einem oder mehreren Ätherteilchen (Elektronen) entladen werden; ebenso verliert ein elektronegatives Atom durch Wegnahme eines oder mehrerer Ätherteilchen (Elektronen) aus seiner Umgebung seine Wirkung auf den Äther. Je nachdem, ob eines oder mehrere Ätherteilchen (Elektronen) zur Absättigung erforderlich sind, nennt man die Elemente ein-, zwei-, dreiwertige usw. Entgegengesetzt geladene Atome ziehen sich an; steht jedoch z. B. einem zweiwertigen positiven Atom, welches zwei Ätherteilchen zu wenig in seiner Ätherhülle hat, nur ein einwertiges negatives Atom gegenüber, das einen Überschuß von nur einem Ätherteilchen in seiner Umgebung besitzt, so wird nach deren Vereinigung noch immer ein Mangel von einem Ätherteilchen vorhanden sein, und erst nach Hinzutreten eines zweiten negativen Atoms wird die Spannung und damit die die Atome vereinigende elektrische Ladung beseitigt oder die „Valenzen gesättigt“ sein, wie man sich in der Chemie auszudrücken pflegt.

Nicht nur die Wertigkeit, sondern auch die meisten anderen Eigenschaften der Elemente hängen von dem Einfluß ihrer Atome auf den Äther ab und verändern sich daher periodisch mit dem Atomgewicht. Dies drückt aber das periodische System der

Elemente aus. Der Vortragende gab sodann eine graphische Darstellung des periodischen Systems, in welcher die Abhängigkeit der Wertigkeit vom Atomgewicht dargestellt ist und wonach der Vortragende vier weitere neue Elemente mit den Atomgewichten 99, 176, 223, 235 vorhersagen zu können glaubt.

In höchst einfacher Weise ergibt sich nach dieser Hypothese, daß die Ätherteilchen (Elektronen), welche sich zwischen den Atomen von Metallen (d. h. elektropositiven Stoffen) befinden, nicht bestimmte stabile Gleichgewichtslagen haben können, sondern sich zwischen diesen wie die Moleküle einer Flüssigkeit verhalten müssen, d. h. frei beweglich sind. Daraus ergibt sich die Leitfähigkeit der Metalle für den elektrischen Strom und die Undurchsichtigkeit der Metalle, denn die Lichtstrahlen können nur Stoffe durchdringen, in denen die Ätherteilchen stabile Gleichgewichtslagen besitzen, denn nur solche vermögen die Transversalwellen des Lichtes fortzupflanzen. Auch die Entstehung der HERTZschen elektrischen Wellen, die in der drahtlosen Telegraphie eine so ausgebreitete Anwendung gefunden haben, erklärt sich aus den Schwingungen, in welche die Ätherteilchen geraten, wenn sie von einem Wechselstrom längs eines Drahtes hin und her gezogen werden. Diese Wellen unterscheiden sich von den Lichtwellen nur durch ihre Schwingungsdauer und sie werden mit den Lichtwellen identisch, wenn die Frequenz des Wechselstromes die Zahl der Lichtschwingungen erreicht. Die schwer verständliche elektromagnetische Polarisation im Äther, welche der MAXWELLschen elektromagnetischen Lichttheorie zugrunde liegt, ist somit durch die wesentlich einfachere der magnetischen Verschiebung der Ätherteilchen in der Richtung des elektrischen Stromes ersetzt.

Der Vortragende erläuterte dann noch die Ursache der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch das magnetische Feld, durch Kristalle und durch asymmetrisch gebaute Moleküle, die ebenfalls eine einfache, präzise Erklärung finden; ferner die Tatsache, daß chemische Reaktionen nur bei einer bestimmten Temperatur — der Reaktionstemperatur — auftreten können; die bei den Reaktionen auftretende oder verbrauchte Wärme; die Reaktionsgeschwindigkeit; schließlich den Einfluß der Katalysatoren, d. h. an der Reaktion nicht beteiligter Stoffe, welche

ie Reaktionsgeschwindigkeit stark beeinflussen, und verweist arauf, daß auch die Aggregatzustände und die Erscheinungen ei Änderung derselben (Schmelzen, Verdampfen, Lösungen), sowie ie Erscheinungen auf dem Gebiete der Elektrizität und des lagnetismus, wie Thermoelektrizität, Berührungselektrizität, Elek-rolyse, Entladungserscheinungen, Kathodenstrahlen, die Strahlung es Radiums usw. anschauliche Erklärungen finden, welche der 'ortragende in Form einer Broschüre zusammenzufassen be-bsichtigt.

Über chemisch wirkende elektrische Strahlungen:

von A. Remelé.

(Vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 24. September 1908.)

(Im Auszug.)

(Vgl. oben S. 625.)

Der Vortragende hat schon vor $2^1/_2$ Jahren eine merkwürdige Beobachtung am Borstickstoff (BN) gemacht, einer weißen, feinpulverigen Substanz, welche, wenn sie nach dem alten WÖHLERschen Verfahren durch heftiges Glühen von gebranntem Borax mit der doppelten Menge trockenen Salmiaks dargestellt worden ist, durch einen hohen Grad von Unveränderlichkeit, sowohl Glutbeständigkeit als auch Unangreifbarkeit durch chemische Agenzien, sich auszeichnet. Von dieser Substanz wurde ungefähr 1 g in der Form eines großen lateinischen B auf eine in undurchsichtiges schwarzes Papier eingewickelte, mit der Bildschicht nach oben gewendete Bromsilber-Gelatineplatte gelegt und bei völligem Lichtausschluß sich selbst überlassen. Nach einer Expositionszeit von 2 Jahren 2 Monaten und 8 Tagen, bei deren Dauer der Zufall etwas mitgewirkt hat, wurde die Platte entwickelt und lieferte nun ein in Positivkopie (Fig. 1) wiedergegebenes Strahlungsnegativ von ganz demselben

Fig. 1.

Photographisches Strahlungsbild von Borstickstoff, durch schwarzes Papier bei Lufttemperatur erhalten.

Charakter und ebenso ausgeprägt wie diejenigen, welche man mit den Uran- und Thorsubstanzen und schneller mit Radiumpräparaten bekommt: genau entsprechend der Borstickstoff-Auflage in Buchstabenform zeigt das sonst, auch nebenan unter einer Aufschichtung von Thalliumchlorür klar gebliebene Negativ sich geschwärzt. Ein ebensolcher Versuch, bei dem die Exposition aber nur auf 9 Monate weniger 2 Tage sich erstreckte, ergab, wenn auch viel schwächer, dieselbe photographische Wirkung.

Es ist dem Chemiker bekannt, daß der Borstickstoff mit schönem grünlichweißem Lichte aufleuchtet, wenn er in einer nichtleuchtenden Gasflamme erhitzt wird. Diese Lichterscheinung tritt auch in den Flammen anderer brennender Gase oder Dämpfe ein; sie ist aber nicht, wie bisher allgemein angenommen wurde, an ein Erglühen gebunden, im Gegenteil hört sie hierbei auf, und in der Bunsenflamme zeigt sie sich mindestens schon bei 110° C. Der auf einer geeigneten Unterlage (anfangs wurde hierzu der Deckel eines Platintiegels, später nur Bergkristallglas genommen) einfach mit Hilfe von destilliertem Wasser aufgeschichtete Borstickstoff wirkt nun, wenn er in dieser Flamme leuchtet, weit energischer und noch bei 8 cm und mehr Abstand durch schwarzes Papier hindurch auf die photographische Platte; die Expositionszeit, um auf diese Art kräftige Strahlungsbilder zu bekommen, bemißt sich nach Stunden. Allein ein solches Verhalten ist nicht auf den Borstickstoff beschränkt: es kommt auch Metallen (wie Platin, Nickel, Silber) und selbst nichtmetallischen Substanzen (z. B. Asbest) zu, jedoch in diesen Fällen nur in voller Glühhitze.

Die Strahlung des leuchtenden Borstickstoffs geht nicht bloß durch photographisches Schleierpapier hindurch, sondern auch durch andere undurchsichtige Medien, wie Leder und Kautschuk, weiter noch durch bedecktes Glas; auch von einem Präparat vom menschlichen Körper wurde damit durch schwarzes Papier ein Schattenbild erhalten. Dagegen wird dieselbe durch Metalle, Blech oder selbst dünne Folie, absorbiert. In erster Linie wird jene Strahlung durch die Elektrizität der Flamme erregt, außerdem aber auch durch Radiumbestrahlung und durch den elektrischen Funkenstrom, dagegen nicht durch Röntgenstrahlen. Andererseits wird sie auch durch Reibung hervorgerufen, und wenn

ein Glas mit Borstickstoff gut geschüttelt wird, so kann man beim Öffnen desselben öfter einen deutlichen ozonartigen Geruch wahrnehmen.

Es lag nahe, dem Borstickstoff radioaktive Eigenschaft im CURIE schen Sinne zuzuschreiben, allein keine Spur einer solchen ließ sich mit den empfindlichsten Elektrometern nachweisen. Sonach können nur rein elektrische Vorgänge im Spiele sein, und dies wurde durch ausgedehnte elektroskopische Versuche bestätigt. Nähert man den in einer Flamme zum starken Leuchten gebrachten Borstickstoff rasch einem negativ geladenen Elektroskop, so wird dieses entladen, ebenso aber geschieht dies auch durch glühende Metalle und andere feste Körper; hierbei handelt es sich offenbar bloß um die Einwirkung der in Berührung mit dem erhitzten festen Körper positiv geladenen heißen Gase. Bringt man dagegen an einem Elektrometer in leitender Verbindung mit den jetzt gewöhnlich benutzten Aluminiumblättchen eine Metalltrommel an und schüttet in diese das Borstickstoffpulver, so nimmt das entladene Instrument in kurzer Zeit eine rasch zunehmende negative Ladung an, während das positiv geladene Elektrometer umgekehrt sofort durch diese nämliche Substanz entladen wird. Daraus folgt, daß negativelektrische Teilchen vom Borstickstoff ausgesendet werden. Diese elektroskopische Reaktion teilt der Borstickstoff mit verschiedenen anderen Körpern in gepulvertem Zustande, insbesondere solchen, die durch Reibung leicht elektrisch werden, wie Schwefel, Kolophonium, Bernstein, Bergkristallglas, sowie ferner mit fluoreszierendem Flußspat bei hinreichend starker Belichtung.

Der Vortragende bezeichnet mit dem Namen Elektroaktivität die photographische und elektroskopische Wirksamkeit, wie sie beim Borstickstoff sich äußert. Dieses auffallende Verhalten muß eine Beziehung haben zu dessen chemischer Natur; denn bei keiner anderen Borverbindung, Mineralien oder Kunstprodukten und ebensowenig beim freien Bor, fand sich etwas Derartiges. Man kommt also zu der Vermutung, daß der Stickstoff im Spiele ist, und es wurden deshalb noch weitere Verbindungen des letzteren mit einem anderen Element, sogenannte Nitride, untersucht. In der Tat wirkte Magnesiumnitrid und mehr noch

ithiumnitrid bei Lufttemperatur durch schwarzes Papier hin-urch langsam auf die Trockenplatte. Am auffälligsten aber eschah dies durch frisch bereitetes Urannitrid, indem genau unter er Stelle, wo es neben vier anderen Uranpräparaten und einem tück Uranpecherz auf dem Papier gelegen hatte, nicht bloß, ie durch diese letzteren, eine Schwärzung im Negativ, sondern n dessen Oberfläche eine glänzend-grünliche, auf einen besonders räftigen Vorgang hinweisende metallische Ausscheidung entstand.

Über die Ermittelung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung;

von E. van Everdingen.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geographie, Hydrographie und Kartographie, vereinigt mit der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 626.)

Der Gegenstand dieses Vortrages gehört zu den ältesten Fragen der Meteorologie; schon bald nach Aufstellung des Buys Ballotschen Gesetzes haben Clement Ley, Loomis, Guldberg und Mohn sich damit beschäftigt, und wenn man die Zahlen sieht, welche schon in alle Lehrbücher aufgenommen sind, oder die umfangreiche Abhandlung betrachtet, welche vor fast zehn Jahren Dr. Polis in dem Archiv der Deutschen Seewarte[1]) veröffentlicht hat, möchte man fragen, was jetzt noch Neues darüber zu berichten sei.

Die Beobachtungen in höheren Luftschichten haben jedoch aufs neue die Aufmerksamkeit auf diese Frage gelenkt; Åkerblom[2]) hat die Beobachtungen auf dem Eiffelturm in dieser Hinsicht mit denen von Paris und Parc St. Maur verglichen, und kurz vor der Fertigstellung meiner Arbeit ist auch eine Arbeit von Gold[3]) erschienen, welche sich mit den normalen Winden bei verschiedenen Gradienten in verschiedenen Höhen über dem Erdboden beschäftigt.

Bei dieser Sachlage scheint es mir nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß der am meisten üblichen Methode zur Ermittelung der Gradientenrichtung meiner Ansicht nach ein prinzipieller Fehler anhaftet. Mit wenigen Ausnahmen hat man dazu Wetterkarten benutzt, indem zu den Isobaren Normalen gefällt wurden und diese mit den beobachteten Windrichtungen verglichen.

---

[1]) Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte, 1899, Nr. 2.
[2]) Nova Acta Upsala (4) 2, No. 2, 1908.
[3]) Report on barometric gradient and wind force. London 1908.

Nun weiß aber jedermann, der sich mit der Praxis der Wetterprognose beschäftigt hat, daß in vielen Fällen die Barometerzahlen allein nicht genügen zur richtigen Bestimmung der Isobaren; daß ein ziemlich großer Freiheitsgrad übrig bleibt, den man nur herabsetzen kann, indem man die Windrichtungen heranzieht und aus diesen angenähert die Richtung der Isobaren, das Vorhandensein von Teilminima u. dgl. ableitet.

Wenn man also nachher den Winkel zwischen Gradient und Windrichtung wieder aus der Wetterkarte bestimmen will, ist jedenfalls die Gefahr für einen Zirkelschluß nicht zu verkennen.

Ich glaube deshalb, daß man, wo es sich um Ermittelung von Normalen handelt, auf jede Benutzung von Windbeobachtungen verzichten und nur Barometerzahlen verwenden muß. Wenn auch im einzelnen Falle die so ermittelte Gradientenrichtung etwas unrichtig auskommen mag, wird der Fehler im Mittel doch verschwinden.

Für die Bestimmung des Gradienten aus Barometerzahlen allein kann man z. B. die Formel von MOHN benutzen; in dieser Weise wird jedoch die Rechnung ziemlich umständlich. Ich möchte deshalb auf die graphische Methode hinweisen, welche von meinem Vorgänger Prof. WIND ausgearbeitet wurde und in den Verhandlungen des Meteorologischen Instituts in De Bilt publiziert worden ist [1]).

Bekanntlich genügen die Barometerstände dreier Stationen, um, unter Voraussetzung geradliniger Isobaren, die Gradientenrichtung zu bestimmen, und auf diesen Fall beziehen sich die graphischen Tabellen, von denen hier eine in vergrößertem Maßstabe vorgeführt ist. Für ein Stationendreieck braucht man drei Tabellen, je nachdem die erste, zweite oder dritte Station den mittleren Barometerstand aufweist. Man geht in die Tabelle ein mit den Differenzen zwischen dieser mittleren und den beiden anderen Stationen, und liest direkt Richtung und Stärke des Gradienten ab — die Richtung auf Zehntel-Kompaßstriche, die Stärke auf Zehntel-Millimeter genau.

---

[1]) Kon. Ned. Meteor. Instituut, No. 102. Mededeelingen en Verhandelingen, No. 2.

Für unsere Verhältnisse, wo die Zentralstation De Bilt von vier telegraphisch meldenden Hauptstationen umgeben ist, war es angebracht, vier Dreiecke zu benutzen, und für jedes Dreieck gesondert die Gradienten zu bestimmen. Weil der mittlere Gradient auf die tägliche Wetterkarte eingeschrieben wird, war es leicht, für einige Jahre einen Vergleich zwischen Gradientenrichtung und Windrichtung in De Bilt anzustellen; der Fehler, den man durch Vernachlässigung der Krümmung der Isobaren macht, dürfte in diesem Falle äußerst gering sein, solange es sich nicht um sehr schwache Gradienten handelt.

Für eine Erweiterung dieser Untersuchung auf andere Gegenden habe ich die Methode etwas abgeändert, indem ich nur drei Stationen für die Ermittelung des Gradienten benutzte, die Windrichtung jedoch einer vierten Station entnahm, welche im Schwerpunkte des betreffenden Dreiecks gelegen war. Auch in dieser Weise wird bei nicht zu stark gekrümmten Isobaren die Gradientenrichtung noch sehr genau ermittelt. Ich habe hier zwei Tabellen, eine für das Dreieck Vlissingen—Metz—Frankfurt und die Station Aachen, eine für Swinemünde—Magdeburg—Grünberg und die Stationen Berlin und Potsdam. Der Raum dieser Blätter, 20×26 cm, reicht vollständig für eine in allen praktischen Fällen genügende Genauigkeit, und die Arbeit, zur Herstellung der Tabellen verwendet, betrug jedesmal einen einzigen Tag — deswegen braucht also keiner sich den Nutzen dieser Tabellen zu versagen!

	Gradient nach								Mittel
	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	
De Bilt 1905/06 .	63	82	84	73	64	62	*59*	63	[69]
Aachen 1905/06 .	56	*50*	64	54	52	52	71	70	[59]
Aachen 1881—1890	78	70	56	60	48	45	63	85	[62]
Potsdam 1903 . .	62	58	*50*	68	(61 [1])	62	56	60	[60]
Berlin 1905 . . .	65	64	*47*	(56 [1])	61	66	63	70	[63]

Während ich für Näheres über die Konstruktion der Tabellen auf die genannte Publikation verweise, möchte ich hier nur

[1]) Zu wenig Beobachtungen.

einzelne vorläufige Resultate nennen, welche mittels dieser Methode gewonnen wurden. Ich beschränke mich dabei auf die Fälle, wo der ermittelte Gradient über 1 mm pro 100 km war.

Für De Bilt wurden die Gradienten um 7 und 9,30 Gr. Z. benutzt, und die Windrichtungen dem Anemographen entnommen; für die anderen Stationen sind nur 7 Gr. Z. Beobachtungen benutzt. Jede Beobachtung erhielt das Gewicht der zugehörigen Windgeschwindigkeit oder Windstärke, und die mittlere Richtung wurde einfach arithmetisch ermittelt; dies erscheint wenig bedenklich, weil die Gradienten ursprünglich nach 16 Richtungen unterschieden wurden und deshalb die tatsächlichen mittleren Gradientenrichtungen sehr nahe diesen angenommenen Richtungen entsprachen. Nachher sind die Zahlen für den Winkel zwischen Gradient und Windrichtung auf acht Richtungen verteilt.

Für Aachen sind auch die Resultate, welche Dr. Polis für 1881—1890 aus den Hoffmeyerschen synoptischen Karten erhalten hat, zum Vergleiche herangezogen.

Die Zahlen für De Bilt zeigen einen sehr regelmäßigen Charakter; sehr deutlich tritt die größere Abweichung vom Gradienten bei nordöstlichen und östlichen Gradienten hervor, welche von Clement Ley zuerst hervorgehoben wurde und hier auf die geringere Reibung auf der Nordsee zurückgeführt wird; für südöstliche Gradienten findet man diese große Abweichung nur im Winter. Die hohe mittlere Abweichung, noch höher als von Polis für den Küstenort Furnes gefunden wurde, ist wohl in erster Linie der freien Lage der Station De Bilt zuzuschreiben. Die Zahlen für die einzelnen Jahre 1905 und 1906 stimmen untereinander bis auf 3 bis 4°; nur in einem Falle beträgt die Differenz etwa 7°.

Ganz anders gestalten sich die Zahlen für Aachen — und merkwürdigerweise ist ein ziemlich großer Unterschied vorhanden zwischen den von mir erhaltenen Resultaten für 1905/06 und den von Dr. Polis ermittelten für 1881 bis 1890. Die Übereinstimmung, welche auch hier 1905 und 1906 untereinander zeigen, läßt es sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß nach unserer Methode für 1881 bis 1890 erheblich geänderte Zahlen ermittelt wären. Entweder muß also der Unterschied auf der veränderten und verbesserten Lage der Station Aachen beruhen oder es sind die

Wetterkarten daran schuld, daß für gewisse Windrichtungen die Gradientenrichtung nicht richtig angenommen wurde.

Daß letzteres auch auf Mittelwerte Einfluß ausüben kann, zeigt ein Vergleich zwischen den von GOLD für Berlin in 1905 ermittelten Isobarenrichtungen mit den von mir aus den Barometerzahlen abgeleiteten Gradientenrichtungen. Für Juli 1905 z. B. ist der Winkelunterschied für die Isobaren 17 mal negativ und nur zehnmal positiv — die Abweichung variiert zwischen -67^0 und $+56^0$ — im Mittel ist die Isobarenrichtung nach meiner Rechnung um fast 4^0 nach links gedreht; für Januar ergibt sich im Mittel ebenfalls ein Unterschied von 4^0 im selben Sinne. Wenn dies für ein mittleres Resultat auch nicht allzu bedenklich erscheint, muß die Möglichkeit doch zugegeben werden, daß für spezielle Gradientenrichtungen viel stärker abweichende Resultate erhalten werden könnten.

Betrachtet man die neuen Resultate für Aachen als die richtigeren und vergleicht diese mit den Zahlen für Potsdam, so sieht man, daß von einem allgemeinen Maximum der Abweichung für östliche Gradienten, wie es für De Bilt gefunden wurde, nicht mehr die Rede sein kann. Aachen hat nur für E, Potsdam für SE ein Maximum, aber Aachen für NE, Potsdam für E daneben das Hauptminimum. Es ist möglich, daß in beiden Fällen orographische Verhältnisse mitspielen — aber man muß sagen, daß jedenfalls die Allgemeingültigkeit des CLEMENT LEYschen Satzes stark in Frage gestellt wird.

Auch weitere Einzelheiten — Unterschied zwischen Sommer und Winter, zwischen Zyklonen und Antizyklonen — müßten meiner Meinung nach aufs neue untersucht werden durch Herstellung eines umfangreichen Materials an Gradienten, nur aus Barometerständen abgeleitet.

Jedenfalls erscheint es mir wünschenswert, für mehrere Orte und längere Zeiträume nach dieser Methode den normalen Winkel zwischen Gradient und Wind und die normale Windstärke für jeden Gradienten zu bestimmen. Erst dann wird es gelingen können, die Bedeutung von abnormalen Windrichtungen oder Windstärken für die Prognose, wie dies z. B. von GUILBERT behauptet wird, zu beurteilen.

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß die schnelle und genaue Ermittelung des Gradienten bei Benutzung der graphischen Tabellen auch bei der täglichen Prognose Vorteil bringen kann; besonders wenn nach dem Vorschlage der Deutschen Seewarte beschlossen wird, in den Morgendepeschen auch eine Angabe der Barometeränderung in den letzten zwei oder drei Stunden vor der Morgenbeobachtung aufzunehmen. Die Änderung des Zustandes in diesem kurzen Zeitraume wird durch die Änderung von Richtung und Stärke des Gradienten am klarsten dargestellt werden.

Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen;

von Adolf Koepsel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Juli 1908.)

(Vgl. oben S. 449.)

Die Analyse von Gasgemischen geschah bisher meist auf mechanischem Wege, indem der zu analysierende Bestandteil durch irgendwelche Mittel, wie z. B. Absorption oder Verbrennung, aus dem Gemisch ausgeschieden und aus dem übrig gebliebenen Volumen das ausgeschiedene bestimmt wurde.

Diese Methode ist meist mit vielen Umständlichkeiten verknüpft, welche noch wachsen und zu sehr komplizierten Einrichtungen führen, sobald es sich darum handelt, einen in seiner Zusammensetzung beständig wechselnden Gasstrom fortlaufend zu analysieren, wie z. B. bei dem ADOSschen Apparat, der die Methode der Absorption und selbsttätige Abmessung benutzt, oder bei dem Apparat von KRELL-SCHULTZE für Rauchgasanalyse, der auf der Bestimmung des spezifischen Gewichtes des Gasgemisches beruht, oder bei dem Autolysator von STRACHE und JAHODA, der auf Druckmessung unter Zuhilfenahme der Absorption basiert.

Alle diese Apparate sind nur der subjektiven Beobachtung zugänglich, und sobald es sich darum handelt, ihre Resultate auch nur auf geringe Entfernung zu übertragen, kommt man zu sehr kostspieligen und umständlichen Einrichtungen, welche eine Anwendung in der Praxis erschweren.

Da ich seit einiger Zeit einer Firma nahestehe, welche derartige Apparate baut, so unternahm ich es auf Anregung derselben, eine andere Methode für solche Analysen ausfindig zu machen. Eine weitere Förderung erhielt diese Anregung durch eine Anfrage der Maschinenfabrik Augsburg nach einem Apparat, der gestattet, den Wasserstoffgehalt des für ihre Sauggasanlagen benutzten Generatorgases kontinuierlich abzulesen. Letztere Firma

hatte auch schon das Grundprinzip in ihrem Patent Nr. 165349 etwa gleichzeitig mit dem Beginn meiner Arbeiten niedergelegt, wie indessen die Anfrage zeigt, ohne greifbaren Erfolg in der Anwendung dieser Methode zu haben.

Zu wirklich kontinuierlicher Analyse sind eben noch eine ganze Reihe von Nebenbedingungen zu erfüllen, deren Nichtbeachtung zu ganz falschen und wertlosen Resultaten führen würde.

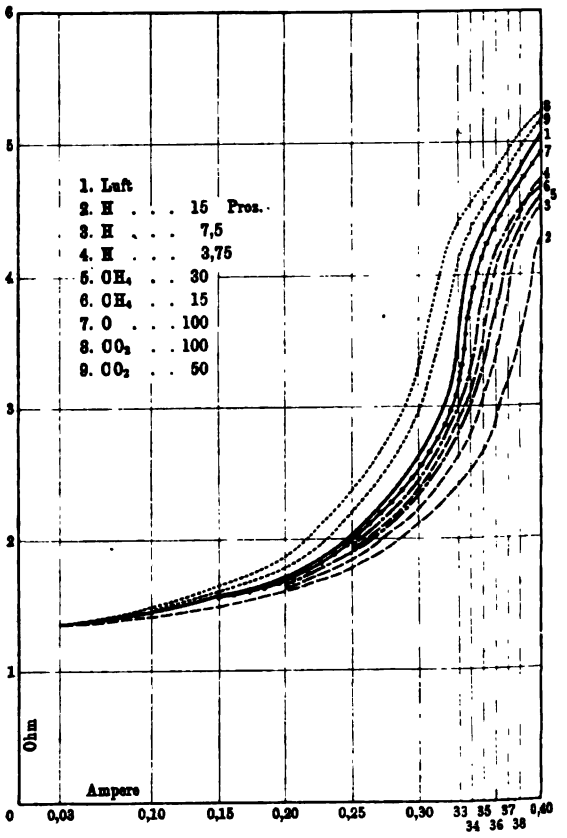
Die neue Methode benutzt die verschiedene Leitungsfähigkeit für Wärme, welche im Verein mit der Strahlung einem durch konstante Energiezufuhr erwärmten Körper eine von der Art des umgebenden Mediums bestimmte Temperatur erteilt. Um diese Temperatur bequem und genau zu bestimmen, werden elektrisch geheizte Drähte benutzt, deren Widerstandsänderung unter dem Einfluß des Gasgemisches gemessen wird. Da indessen die Temperatur der Drähte außer von der Art des Gasgemisches auch noch von vielen anderen Faktoren, z. B. von benachbarten wärmeleitenden Körpern, vom Druck und vor allem von der Strömungsgeschwindigkeit des Gases usw. beeinflußt wird, so kam es darauf an, diese anderen störenden Faktoren zu eliminieren, und letzteres ist wohl auch der Hauptgrund, weshalb das an sich bekannte Prinzip bisher zu keinen praktischen Resultaten geführt hat, weil eben diese störenden Faktoren entweder nicht gehörig beachtet und gewürdigt worden sind oder man keine Mittel fand, diese Störungen unschädlich zu machen.

Die zu lösende Aufgabe läuft also im wesentlichen darauf hinaus, den Widerstand eines von einem konstanten Strom durchflossenen Leiters, der sich in dem zu analysierenden, in seiner Zusammensetzung wechselnden Gasgemisch befindet, mit dem Widerstande eines anderen Leiters zu vergleichen, der sich unter genau denselben Verhältnissen in Luft oder in einem anderen Gasgemisch von konstanter Zusammensetzung befindet.

Als grundlegende Daten für die Konstruktion eines solchen Gasanalysators mußten zunächst die bei steigender Strombelastung eines Drahtes erfolgenden Widerstandszunahmen in verschiedenen Gasen und Gasgemischen bestimmt werden, wobei recht interessante und wie ich glaube, bisher völlig unbekannte Versuchsergebnisse erzielt wurden.

Die Resultate dieser Untersuchung sind in der nachstehenden Tabelle dargestellt. Darin bedeutet Amp. die Belastungsstromstärke, w_l den entsprechenden Widerstand des Drahtes in Luft, w_H, w_{CH_4}, w_{CO_2}, w_0 die Widerstände des Drahtes in Gemischen von Luft mit Wasserstoff, Methan, Kohlensäure und Sauerstoff, wobei

Fig. 1.



die dem Index beigefügte Zahl den Prozentgehalt der Mischung bedeutet; $\Delta = 100\,\frac{w_H - w_l}{w_l}$ ist die prozentuale Widerstandsänderung in dem Gasgemisch gegen Luft, t ist die Temperatur des Drahtes in Luft bei den entsprechenden Belastungsstromstärken, welche aus Fig. 2 entnommen ist, die das Verhältnis

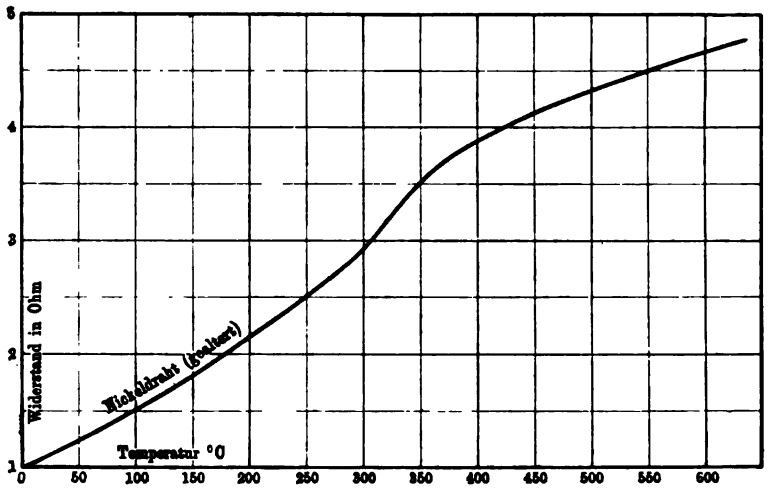
Amp.	w_l Ohm	w_H 16 Proz.	Δ Proz.	w_H 7,5 Proz.	Δ Proz.	w_H 2,75 Proz.	Δ Proz.	w_{CH_4} 80 Proz.	Δ Proz.	w_{CH_4} 16 Proz.	Δ Proz.	w_{CO_2} 100 Proz.	Δ Proz.	w_{CO_2} 60 Proz.	Δ Proz.	$w_{0,100}$ Proz.	Δ Proz.	t °C
0,03	1,369	1,369	—	1,369	—	1,369	—	1,369	—	1,369	—	1,369	—	1,369	—	1,369	—	16
0,10	1,458	1,410	— 3,3	1,421	— 2,6	1,435	— 1,6	1,433	— 1,4	1,435	— 1,6	1,497	+ 2,7	1,488	+ 2,1	1,462	+ 0,3	32
0,15	1,562	1,494	— 4,4	1,506	— 3,6	1,528	— 2,2	1,525	— 2,4	1,535	— 1,7	1,667	+ 6,7	1,618	+ 3,6	1,559	— 0,5	50
0,20	1,721	1,618	— 6	1,653	— 4	1,691	— 1,8	1,674	— 2,8	1,683	— 2,2	1,894	+11	1,833	+ 6,5	1,706	— 0,8	66
0,25	2,020	1,803	— 10,7	1,857	— 8,1	1,924	— 4,7	1,907	— 5,6	1,950	— 3,5	2,328	+15,2	2,185	+ 8,2	1,990	— 1,5	110
0,30	2,571 178° C	2,096	—18,5	2,212	—14	2,338	— 9,1	2,845	— 8,8	2,413	— 6,2	3,228	+26,4	2,929	+14	2,506	— 2,6	178
0,33	3,536 230° C	2,401	—32,1	2,636	—25,5	2,846	—19,5	2,788	—21,2	2,953	—16,5	4,348	+23	4,123	+16,6	3,120	—12	280
0,34	4,090	2,521	—38,4	2,812	—31,1	3,069	—24,5	2,984	—27	3,255	—20,4	4,540	+11	4,376	+ 7	3,879	— 5	320
0,35	4,333	2,676	—38,3	—	—	3,535	—18,5	3,261	—24,7	3,819	—11,9	4,682	+ 8,1	4,525	+ 4,5	4,222	— 2,6	338
0,36	4,510	2,922	—35,2	3,352	—25,7	4,128	— 8,5	3,717	—17,6	4,155	— 7,9	4,797	+ 6,4	4,666	+ 3,5	4,416	— 2,1	351
0,37	4,682	—	—	—	—	4,305	— 8,1	4,128	—11,9	4,348	— 7,1	4,917	+ 5	4,800	+ 2,5	4,582	— 2,2	365
0,38	4,814	3,464	—27,6	4,263	—11,5	4,504	— 6,4	4,348	— 9,7	4,494	— 6,7	5,061	+ 5,1	4,952	+ 2,9	4,720	— 2,4	378
0,40	5,053	4,330	—14,3	4,596	— 9	4,797	— 5	4,650	— 8	4,714	— 6,7	5,262	+ 4,1	5,192	+ 2,8	4,958	— 1,9	406
0,45	5,663	4,952	—12,6	5,173	— 8,7	5,329	— 5,9	5,173	— 8,7	5,309	— 6,2	5,757	+ 1,7	5,720	+ 1	—	—	546
0,50	6,169	5,439	—11,8	5,676	— 8	5,826	— 5,5	5,623	— 8,8	5,784	— 6,2	6,194	+ 0,4	6,194	+ 0,4	6,064	— 1,7	646

$$\Delta \text{ Proz.} = 100 \cdot \frac{w_H - w_l}{w_l}, \quad w_0\,{}^{\circ}\text{C} = 1{,}285 \text{ Ohm}.$$

$\frac{w_t}{w_0}$ des benutzten Drahtes als Funktion der Temperatur darstellt. Fig. 1 stellt die Resultate der Tabelle graphisch dar.

Bei näherer Betrachtung der Kolumne Δ ergibt sich, daß bei einer bestimmten Belastung des Drahtes, d. h. bei einer bestimmten Temperatur, die prozentuale Widerstandsänderung ein Maximum wird und die Betrachtung der Fig. 3, welche diese Widerstandsänderung als Funktion der Belastungsstromstärke graphisch darstellt, zeigt, daß dies ein sehr ausgesprochenes Maximum ist. Vergleicht man die Maxima für verschiedene Gemische von Wasser-

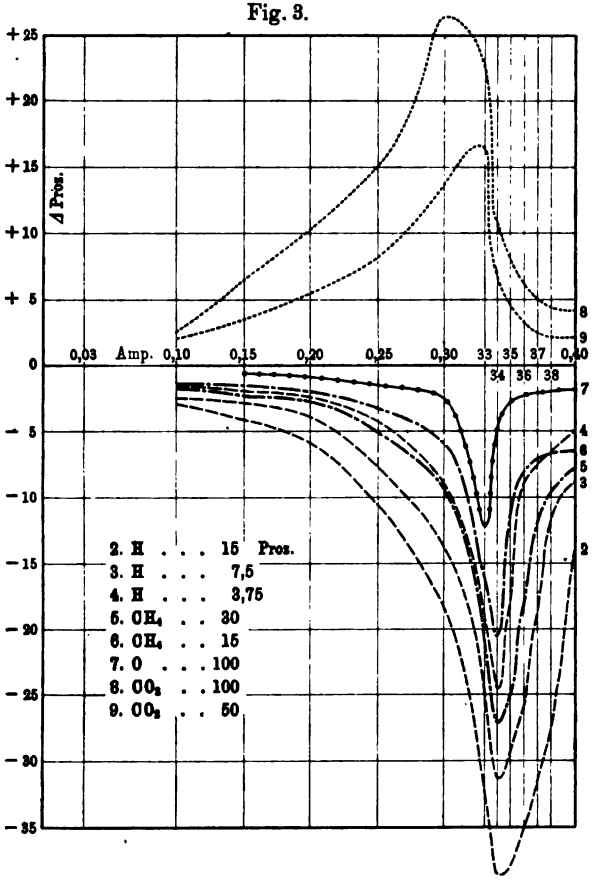
Fig. 2.



stoff mit Luft, so ergibt sich, daß diese Maxima für alle Gemische bei einer ganz bestimmten Stromstärke etwa 0,34 Amp. liegen, die einer Temperatur von etwa 320° C entspricht. Unterhalb und oberhalb dieser Temperatur erscheint also die Abkühlungsfähigkeit des Gasgemisches stets kleiner. Ja noch mehr: dieses Maximum liegt für alle untersuchten Gase und deren Gemische mit Luft fast an derselben Stelle und zwar zwischen 0,30 und 0,34 Amp., was etwa den Temperaturen 180 und 320° C entspricht, gleichgültig, ob das Gas eine erwärmende oder abkühlende Wirkung ausübt. Bei gut leitenden Gasen verschiebt sich das Maximum etwas nach der Seite der höheren, bei schlecht leitenden etwas

nach der Seite der niederen Temperatur. Eine Erklärung für diese auffallende Erscheinung dürfte in dem Verhältnis zwischen Leitung und Strahlung zu suchen sein, indem bei niedriger Temperatur die eine, bei hoher Temperatur die andere überwiegt.

Fig. 3.



Ich möchte an dieser Stelle nicht unterlassen, für diejenigen, welche diese Versuche zu wiederholen beabsichtigen, zu bemerken, daß die angegebenen Zahlenwerte nicht auf die äußerste Genauigkeit Anspruch erheben. Es handelte sich im vorliegenden Falle nur um eine Voruntersuchung, um ein Urteil über die Empfindlichkeit der Methode zu gewinnen, welche zur Entdeckung

des Maximums der Abkühlungsfähigkeit führte. Wahrscheinlich liegt hier nicht eine Eigenschaft der Gase, sondern eine solche der erhitzten Drähte vor, worüber Versuche mit Drähten verschiedener Dimensionen und verschiedenen Materials bzw. Oberflächenbeschaffenheit Aufschluß erteilen müßten. Aus einigen Beobachtungen glaube ich auch den Schluß ziehen zu dürfen, daß diese Methode wichtige Aufschlüsse über den Vorgang der Diffusion und ihren zeitlichen Verlauf zu geben geeignet sein dürfte, da beim Einleiten des Gases und zwar vornehmlich reinen Gases in den Apparat fast stets anfangs ein Ausschlag nach der entgegengesetzten Seite erfolgte, d. h. es trat eine Erwärmung ein, wo eine Abkühlung erwartet werden mußte und umgekehrt. Da dieses Verhalten aber stets nur kurze Zeit anhielt, so glaube ich es auf Diffusionsvorgänge zurückführen zu müssen.

Eine wissenschaftliche Untersuchung der Gase nach dieser Methode scheint mir sehr aussichtsreich zu sein und dazu berufen, wichtige Aufschlüsse über gewisse Erscheinungen zu geben, welche von so kurzer Dauer sind, daß sie sich den rein chemischen oder anderen physikalischen Methoden entziehen, und vielleicht tragen diese Zeilen dazu bei, zu derartigen Untersuchungen anzuregen.

Als Resultat der beschriebenen Versuche ergibt sich eine für die Konstruktion des Gasanalysators höchst wichtige Forderung: daß stets mit einer ganz bestimmten Stromstärke gearbeitet werden muß, wenn anders die Angaben des Apparates auf Genauigkeit Anspruch machen sollen. Um die größtmögliche Empfindlichkeit zu erreichen, muß die Belastung des Drahtes etwa 160 Amp. für 1 mm^2 Querschnitt betragen.

Hierbei ist die Empfindlichkeit der Methode eine außerordentlich große und Versuche haben gezeigt, daß auf diesem Wege mit nicht gerade hochempfindlichen Meßinstrumenten noch das Vorhandensein von 0,001 Proz. Wasserstoff deutlich nachgewiesen werden kann. Bei anderen Gasen, welche nicht die enorme Abkühlungsfähigkeit des Wasserstoffs besitzen, ist natürlich auch die Empfindlichkeit eine geringere, immerhin ist sie für die meisten Gase ausreichend, um diese Methode mit Vorteil anzuwenden.

Die Anwendungsgebiete für einen solchen Apparat sind ziemlich ausgedehnte und als deren hauptsächlichste will ich hier nur

anführen die Analyse von Generatorgasen in bezug auf ihren Wasserstoffgehalt, von Verbrennungsgasen auf ihren Kohlensäuregehalt, und von Grubengasen auf ihren Methangehalt.

Die Konstruktion des Apparates ist für alle die Anwendungsgebiete im wesentlichen dieselbe und ich kann mich daher auf die Konstruktion des Gasanalysators zur Bestimmung des Wasserstoffgehaltes der Generatorgase beschränken.

Das Generatorgas hat folgende Zusammensetzung:

10 bis 20 Proz. H,
4 „ 6 „ CO_2,
15 „ 25 „ CO,
1 „ 2 „ CH_4.

Der Rest ist N und etwas schweflige Säure, die durch Waschen entfernt wird. Bezeichnet man mit — die abkühlende, mit + die erwärmende Wirkung, so ergeben die einzelnen Gase etwa folgende Vergleichszahlen, bezogen auf Luft = 0:

$H = -300$,
$CO_2 = +30$,
$CO = +5$,
$CH_4 = -150$,
$N = 0$.

Unter der Voraussetzung, daß die Gemische proportional den einzelnen Bestandteilen wirken, die annähernd zuzutreffen scheint, würde sich für die zwei am meisten voneinander verschiedenen Zusammensetzungen folgendes ergeben:

Zusammensetzung I.			Wirkung.	Zusammensetzung II.			Wirkung.
H	10 Proz.	$-300 \cdot 0{,}1$	$= -30$	H	20 Proz.	$-300 \cdot 0{,}2$	$= -60$
CO_2	4 „	$+30 \cdot 0{,}04$	$= +1{,}2$	CO_2	6 „	$+30 \cdot 0{,}06$	$= +1{,}8$
CO	15 „	$+5 \cdot 0{,}15$	$= +0{,}75$	CO	25 „	$+5 \cdot 0{,}25$	$= +1{,}25$
CH_4	1 „	$-150 \cdot 0{,}01$	$= -1{,}5$	CH_4	2 „	$-150 \cdot 0{,}02$	$= -3$
			$-29{,}55$				$-59{,}95$

Da die Zahl 59,95 nur etwa 1,4 Proz. von $2 \times 29{,}55$ abweicht, so wäre bei diesen sehr voneinander abweichenden Zusammensetzungen die Angabe des Apparates immer noch bis $1^1/_2$ Proz. genau, wenn andere Fehlerquellen eliminiert sind.

Eine derartige Fehlerquelle ist, wie bereits oben erwähnt, die Beeinflussung des Hitzdrahtes durch die Strömung des Gases.

Fig. 4.

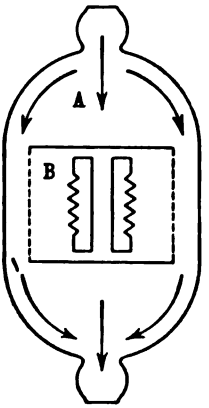


Fig. 5.

Der Hitzdraht muß also vor der Strömung geschützt werden, ohne daß aber dadurch der Zutritt des Gases zu ihm verhindert wird.

Dies wurde erreicht durch Verwendung zweier zylindrischer Gefäße AB, deren Achsen senkrecht aufeinander stehen, wie Fig. 4 zeigt.

Fig. 5 zeigt die konstruktive Ausführung dieser Einrichtung.

Das innere wagerecht angeordnete Gefäß B enthält die Hitzdrähte und durch das äußere A wird der Gasstrom hindurchgeleitet. Der Zylinder B enthält zweckmäßig wenig Masse, um möglichst schnell den stationären Zustand zu erreichen; er wird daher aus dünnem Glimmer hergestellt; seine Enden werden zum weiteren Schutz gegen Strömung durch feine sogenannte Müllergaze verschlossen. Da indessen der Gasstrom, auch wenn der Hitzdraht vor der direkten Strömung geschützt ist, doch von der durch Strahlung erwärmten schützenden Hülle Wärme abführt, so wurde ein zweites, dem beschriebenen gleiches Gefäß hinzugenommen, durch welches ein mit der Geschwindigkeit des Gasstromes fließender Luftstrom hindurchgeschickt wird. Jedes der beiden Gefäße enthält zwei Hitzdrähte ad und bc, welche zu einer WHEATSTONEschen Brücke geschaltet werden und zwar, wie Fig. 6 zeigt, so, daß je zwei in demselben Gefäß befindliche Drähte die gegenüberliegenden Zweige der Brücke bilden. Die vier Widerstände $abcd$ werden möglichst gleich gemacht oder wenigstens $a = b$, $c = d$ und aus gleichem Material der gleichen Dimension hergestellt, so daß bei

Erwärmung durch den Strom immer $ad = bc$ bleibt und das Gleichgewicht nicht gestört wird, wenn das zu analysierende Gasgemisch nicht durch den Apparat geleitet wird. Eventuelle kleine, durch die Verschiedenheit des Materials bedingte Ungleichheiten werden durch Nebenschlüsse kompensiert.

Leitet man nun durch beide Gefäße einen Luftstrom, so wird auch hierdurch das Gleichgewicht nicht gestört. Sobald indessen dem einen dieser Luftströme ein Gas von anderer Leitungsfähigkeit als der der Luft beigemischt wird, bleibt die Differenz $ad - bc$ nicht mehr Null, sondern nimmt je nach nach der Leitungs-

Fig. 6.

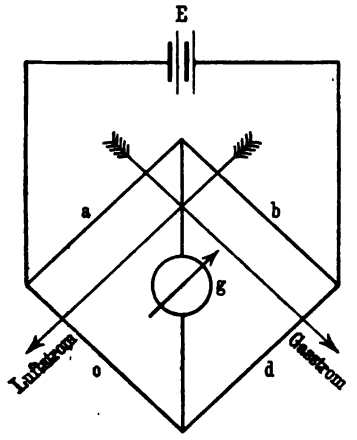
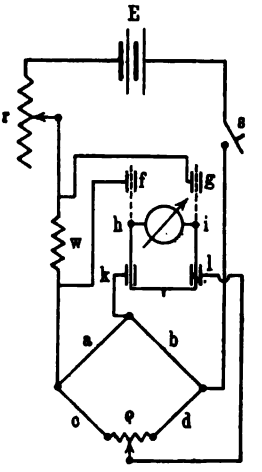


Fig. 7.



fähigkeit des beigemischten Gases einen positiven oder negativen Wert an, dessen Größe von dem Prozentgehalt der Mischung abhängig ist.

Da die Widerstandsänderungen, wie oben gezeigt, in hohem Maße von der Belastungsstromstärke abhängig sind, so muß diese letztere konstant erhalten werden. Um einen besonderen Strommesser hierfür zu ersparen, wird der Kontrollapparat selbst hierzu benutzt, wie Fig. 7 zeigt.

In den Hauptstromkreis der Batterie wird außer dem Regulierwiderstand r noch ein konstanter Widerstand w von gleichem Material, wie die Galvanometerwickelung, geschaltet, an dem vermittelst des Umschalters $fghikl$ in bekannter Weise die Strom-

stärke durch den Kontrollapparat gemessen werden kann. Die Stromstärke, mit welcher der Apparat geeicht ist, wird durch eine rote Kontrollmarke bezeichnet. Da bei hohem Prozentgehalt die normale Stromstärke wegen der Abkühlung der Hitzdrähte ad etwas größer als die in Luft bestimmte ist, so dient eine

Fig. 8.

zweite Kontrollmarke für hohen Prozentgehalt, welche etwas höher liegt, dazu, die Stromstärke auch zu kontrollieren, wenn der Apparat in Tätigkeit ist, indem je nach dem Prozentgehalt zwischen diesen beiden Kontrollmarken eingestellt wird.

Wenn nicht sehr niedrige Prozentgehalte angezeigt werden sollen, so kann man die Temperatur der Drähte unter 100° C halten, wobei dann die Wärmeableitung infolge der Strömung

des Gases so gering ist, daß der zur Erhaltung des Nullpunktes durch das zweite Gefäß geleitete Luftstrom entbehrt werden kann. In diesem Falle braucht das Gefäß mit den Hitzdrähten *bc* nur ruhende Luft zu enthalten, welche mit dem strömenden Gase verglichen wird, wodurch sich der Betrieb des Apparates vereinfacht.

Den kompletten Apparat mit den entsprechenden Bezeichnungen zeigt Fig. 8. Die beiden Gefäße, welche die Drahtsysteme *ad* und *bc* enthalten, sind aus Metall hergestellt und durch Bajonettverschluß mit Gummidichtung auf der Grundplatte befestigt, so daß der Deckel schnell entfernt werden kann, wenn es darauf ankommt, den Analysator rasch zu entleeren.

Die Abbildung zeigt die Konstruktion, wie sie gegenwärtig von der Firma G. A. SCHULTZE, Charlottenburg, ausgeführt wird, welche den Bau dieser Apparate übernommen hat.

Wie gesagt, kann die beschriebene Vorrichtung auch dazu dienen, andere Gase als Wasserstoff zu analysieren, indem entweder das Vergleichsgefäß *bc* mit dem betreffenden reinen Gase gefüllt und mit dem zu analysierenden Gasgemisch verglichen wird, oder wenn der zu analysierende Bestandteil absorbierbar ist, indem das Gemisch zunächst durch das Gefäß *ad* und nachdem ihm der zu analysierende Bestandteil durch Absorption entzogen ist, durch das Gefäß *bc* geleitet wird. Letztere Methode gibt offenbar die genauesten Resultate, da hierbei die Angaben des Apparates von anderen in der Mischung etwa noch enthaltenen Gasen vollkommen unabhängig sind, vorausgesetzt natürlich, daß das Absorptionsmittel nur das zu analysierende Gas und keine anderen in der Mischung noch enthaltenen Gase absorbiert.

In dieser Form erweist sich der Apparat zur Bestimmung der in den Rauchgasen enthaltenen Kohlensäure als sehr brauchbar und dürfte in der Einfachheit der Handhabung und in Genauigkeit von keinem der bisher diesem Zweck dienenden Apparate übertroffen werden.

Von den oben erwähnten Anwendungsgebieten dieses Verfahrens ist wohl das, welches sich auf die Bestimmung des Methangehaltes der Grubengase bezieht, eins der wichtigsten. Die sich mit dem Umfange des Bergwerksbetriebes immer mehr

häufenden Katastrophen, welche durch die Explosion der sogenannten schlagenden Wetter verursacht werden, lassen eine Kontrolle dieser gefährlichen Gasgemische als besonders aktuell erscheinen. Hiervon zeugen auch die unzähligen Versuche, welche bisher in dieser Richtung gemacht wurden.

Keiner dieser Versuche hat indessen bis jetzt zu einem positiven Resultate geführt. Der Grund hierfür mag teils darin gesucht werden, daß die angewendeten Methoden nicht einwandfrei waren, teils darin, daß die Apparate für den Bergwerksbetrieb zu subtil und daher oft Störungen ausgesetzt waren, die ihre Betriebssicherheit in Frage stellten, endlich wohl auch darin, daß ein so ausgedehntes Netz von Kontrolleinrichtungen, wie es hier in Frage kommt, schwer zu übersehen und in Ordnung zu halten ist, zumal wenn, wie es der Betrieb mit sich bringt, der Standort der Kontrolleinrichtungen fortwährend verändert werden muß.

Was nun die vorliegende Methode betrifft, so dürften hierfür irgendwelche Bedenken nicht Platz greifen, da sie sich bereits anderweitig gut bewährt hat; auch ließen sich zweitens die Apparate wohl kompakt genug konstruieren, um auch in der Faust des Bergmannes noch ihre Schuldigkeit zu tun, und was den letzteren Grund betrifft, so müßte die Praxis erweisen, ob er allgemein zutrifft; jedenfalls dürften bei der Wichtigkeit einer solchen Kontrolle und bei dem beträchtlichen Schaden, den eine Katastrophe infolge mangelnder Kontrolle anrichtet, die Kosten derselben schon recht erhebliche sein können, um sich trotzdem bei sicherem Funktionieren noch gut bezahlt zu machen.

Der oben beschriebene Apparat kann nun mit geringen Veränderungen ohne weiteres zu diesem Zweck benutzt werden, entweder als transportabler Apparat unter Tage, oder als stationärer Apparat teils über, teils unter Tage, oder endlich ohne Veränderung als stationärer Apparat über Tage, wenn die Gase durch ein Röhrensystem nach oben abgesaugt und durch den Apparat geleitet werden. Im zweiten Falle ist darauf zu achten, daß die Angaben des Apparates von Temperaturänderungen unabhängig sind, da über Tage gewöhnlich eine ganz andere Temperatur herrscht als unter Tage, deren Differenz bedeutenden Schwankungen unterworfen ist. Dies kann auf zweierlei Weise erreicht werden. Entweder werden die Drähte a und b aus dickem Draht

von kleinem Temperaturkoeffizienten hergestellt und die beiden unter Tage befindlichen Hitzdrähte *c* und *d* mit hohem Temperaturkoeffizienten sind je in ein besonderes Gefäß eingeschlossen, von denen das eine dem Grubengase freien Zutritt gestattet, während das andere geschlossen und mit reiner atmosphärischer Luft gefüllt ist, oder die Drähte *a* und *c* werden dünn gewählt, die Drähte *b* und *d* dick, aber aus demselben Material von hohem Temperaturkoeffizienten; *a* und *b* einerseits und *c* und *d* andererseits werden je in ein Gefäß eingeschlossen, welch ersteres sich über Tage, letzteres unter Tage befindet und den Gasen freien Zutritt gestattet.

Welche von den drei angeführten Methoden die vorteilhafteste ist, dürfte wohl nur von Fall zu Fall zu entscheiden sein.

Schließlich will ich noch eine sehr wichtige Anwendung des Verfahrens nicht unerwähnt lassen. Es wurde bereits oben bemerkt, daß die beschriebene Anordnung sehr empfindlich auf Luftströmungen reagiert, so daß besondere Vorsichtsmaßregeln getroffen werden mußten, um die Angaben des Apparates davon unabhängig zu machen.

Läßt man nun diese Schutzvorrichtungen fort, so erhält man einen Apparat, welcher auf die geringsten Luftbewegungen reagiert. Durch zweckmäßige Anordnung der Hitzdrähte kann man es dahin bringen, noch Geschwindigkeiten von 1 mm pro Sekunde und weniger zu konstatieren. Ein derartig empfindlicher Apparat, welcher die bisher üblichen Anemometer in den Schatten stellt, dürfte dazu berufen sein, in der Messung von Luftgeschwindigkeiten, welche in der Lüftungstechnik eine große Rolle spielt, eine vollständige Umwälzung hervorzurufen.

Die hierauf bezüglichen Versuche sind indessen noch nicht abgeschlossen und ich behalte mir vor, hierüber in einer späteren Arbeit zu berichten.

Im Anschluß an den Vortrag wurde der Apparat in Tätigkeit vorgeführt und die Analyse eines 20proz. Gemisches von Wasserstoff mit Luft vorgenommen. Die Angaben des Apparates erfolgten schnell und exakt.

---

*

Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei grofsen Stromstärken;

von Josef Rosenthal.

(Vorläufige Mitteilung.)

Gelegentlich von Versuchen, welche ich unternahm, um die Übertragung von Photographien nach dem KORNschen oder einem ähnlichen Verfahren in kürzester Zeit zu ermöglichen, habe ich auch einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen angestellt, über welche ich im nachfolgenden kurz berichten möchte.

KORN hat bekanntlich das Hindernis, welches die Trägheit der Selenzelle seinem Verfahren entgegenstellte, durch eine sinnreiche Kompensationsmethode, wenn auch nicht vollständig, so doch zum Teil beseitigt. Da ich bei den von mir verwendeten lichtelektrischen Gaszellen, wenigstens mit den zu meinen Vorversuchen benutzten Hilfsmitteln (Einthovensches Saiten-Galvanometer) eine Trägheit selbst bei relativ großen Stromstärken nicht konstatieren konnte, eine solche also, wenn überhaupt nachweisbar, jedenfalls sehr klein ist, so müßte sich, nach meiner Ansicht, für schnelle Übertragung von Lichteffekten die lichtelektrische Gaszelle besser eignen als die Selenzelle, und müßte durch ihre Verwendung auch das Problem des Fernsehens der Verwirklichung näher gerückt werden können.

Soweit mir bekannt, waren die bisher bei lichtelektrischen Gaszellen verwendeten Ströme außerordentlich schwach; ich versuchte daher zunächst, Zellen für größere Stromstärken — wie sie für den oben angegebenen Zweck wünschenswert sind — zu erhalten und ist es mir auch bereits gelungen, natürlich bei entsprechend starker Belichtung, Stromstärken von mehreren Milliampere zu erreichen. Als lichtelektrische Substanz benutzte ich Rubidium, das bekanntlich schon von ELSTER und GEITEL als hierfür besonders gut geeignet erkannt wurde.

Die Anode meiner Zellen[1]) bildete ich als Heizdraht aus, so daß sie während des Evakuierens mittels elektrischen Stromes

[1]) Von der Polyphos-Elektrizit.-Gesellsch. München zu beziehen.

erhitzt und dadurch besser von den in und an ihr befindlichen Gasen und Dämpfen befreit werden konnte, was zur Erzielung möglichst großer Empfindlichkeit nicht unwichtig ist; außerdem konnte man dadurch das während der Herstellung der Zellen an der Anode niedergeschlagene Rubidium durch Verdampfung entfernen; dies ist besonders dann von Wichtigkeit, wenn die Zelle als Ventil benutzt werden soll, z. B. zur Messung oder Konstatierung schwacher Wechselströme mittels Gleichstrominstrumenten.

Die Zellen wurden entweder mit Wasserstoff oder mit Helium gefüllt. Beim Vergleich beider zeigte sich, daß die Stromstärke (Ordinate) der Rubidium-Wasserstoffzelle, als Funktion der Spannung (Abszisse) dargestellt, schon bei relativ niederen Spannungen sich asymptotisch (der Abszissenachse) einem Maximalwert nähert, der mit der Stärke der Belichtung zunimmt. Bei der Rubidium-Heliumzelle dagegen konnte ich ein solches Maximum — wenigstens soweit meine bisherigen Versuche reichen — nicht konstatieren. Die Charakteristik steigt hier vielmehr nahezu geradlinig an, und zwar, wie zu erwarten, um so steiler, je stärker die Belichtung gewählt wurde. Die von mir bisher verwendeten Spannungen betrugen allerdings maximal nur 220 Volt. Während die Helium-Rubidiumzelle für möglichst intensive Ströme besser geeignet sein dürfte als die Wasserstoff-Rubidiumzelle, ist letztere sehr gut als Stromregulator zu verwenden, da von einer bestimmten relativ geringen Spannung ab eine Änderung der letzteren keine oder fast keine Stromänderung verursacht und andererseits, wenn man nur genügend hohe Spannung an die Zelle anlegt, auch eine bedeutende Änderung des Widerstandes im Stromkreise keine oder wenigstens keine wesentliche Stromänderung hervorrufen kann. Wegen seiner verschwindend geringen Nachwirkung kann dieser lichtelektrische Stromregulator auch bei sehr schnell sich ändernden Strömen verwendet werden, was möglicherweise bei der Übertragung telegraphischer Zeichen durch lange Leitungen Anwendung finden könnte.

München, 18. September 1908.

Preisausschreiben

der

Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

Die Deutsche Meteorologische Gesellschaft schreibt einen Preis von 3000 (drei Tausend) Mark aus für die beste Bearbeitung der bei den internationalen Aufstiegen gewonnenen meteorologischen Beobachtungen, soweit sie veröffentlicht vorliegen.

Bedingungen.

1. Es steht den Preisrichtern frei, geeignetenfalls den Preis zu teilen.
2. An der Preisbewerbung können sich Angehörige aller Nationen beteiligen.
3. Die anonym einzureichenden Bewerbungsschriften sind in deutscher, englischer oder französischer Sprache zu verfassen, müssen einseitig und gut lesbar geschrieben, ferner mit einem Motto versehen und von einem versiegelten Umschlag begleitet sein, der auf der Außenseite dasselbe Motto trägt und inwendig den Namen und Wohnort des Verfassers angibt.
4. Die Zeit der Einsendung endet mit dem 31. Dezember 1911, und die Zusendung ist an den unterzeichneten Vorsitzenden der Gesellschaft (Geheimen Regierungsrat Prof. Dr. G. Hellmann, Berlin W. 56, Schinkelplatz 6) zu richten.
5. Die Resultate der Prüfung der eingegangenen Schriften durch fünf Preisrichter werden 1912 in der Meteorologischen Zeitschrift bekannt gegeben werden.

Der Vorsitzende der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

Hellmann.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Physikalisches Spielbuch
für die Jugend.

Zugleich eine leichtfaßliche Anleitung zu selbständigem Experimentieren und fröhlichem Nachdenken

von

Dr. B. Donath.

Zweite vermehrte und verbesserte Auflage.

Mit 166 eingedruckten Abbildungen.

Preis geheftet 5 Mark, gebunden 6 Mark.

In verhältnismäßig kurzer Zeit ist eine neue Auflage des „Physikalischen Spielbuches“ notwendig geworden. Der Gedanke, nach Pestalozzischer Art auch auf dem Gebiete exakter Wissenschaft spielend zu belehren und zum fröhlichen Nachdenken und verständnisvollen Betrachten der Naturerscheinungen anzuregen, hat sich als überaus glücklich erwiesen und ist von allen Seiten mit Freude begrüßt worden. Die neue Auflage hat, trotz einer weitgehenden Durcharbeitung und Erweiterung des Stoffes, an diesem Prinzip nichts geändert. An der Hand sehr einfacher und unterhaltender Versuche wird der junge Leser in die Grundlagen der Physik eingeführt und über den Zusammenhang der Erscheinungsformen belehrt. Auch werden die dem jungen Gehirn erfahrungsgemäß entgegentretenden Schwierigkeiten keineswegs umgangen, sondern vielmehr aufgesucht und soweit als möglich beseitigt. Als Vorbereitung für den ernsteren Schulunterricht ist das liebenswürdig plaudernde, in seinem Kern aber durchaus wissenschaftliche Buch daher ganz besonders zu empfehlen. Hinsichtlich des Alters sowie des Bildungsganges werden dem jungen Leser keine Beschränkungen auferlegt; auch der Erwachsene dürfte das „Physikalische Spielbuch“ in seinen Mußestunden gern einmal zur Hand nehmen. Das stattliche Werkchen ist in überaus gediegener Weise ausgestattet und als Geschenkbuch für die deutsche Jugend, sowie für alle Bibliotheken, ganz hervorragend geeignet.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Universal-Luftpumpe

nach Dr. Gaede.

Die neue rotierende Universal-Luftpumpe nach Dr. Gaede eignet sich für alle üblichen Demonstrationen, sowohl als Vakuumpumpe wie als Druckpumpe, resp. Gebläse.

Evakuieren einer elektrischen Röhre bis zur grünen Glasfluoreszenz in einer Minute.

Gefrierenlassen des Wassers im Vakuum in wenigen Sekunden.

Evakuieren eines 5 Liter-Rezipienten für die gewöhnlichen Vakuumversuche in ca. einer Minute.

Versuche mit Druckluft.

Verwendung für akustische Versuche (Anblasen mehrerer Orgel-Pfeifen, großer Schnarrpfeife, Sirene usw.)

Die besonderen Vorzüge der Gaede'schen Universalpumpe sind: Große mechanische Festigkeit, Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe, außerordentlich hohe Leistung bei geringen Dimensionen und kleinem Gewicht, rotierender, automatischer Antrieb mittels Elektromotor, bequeme Handhabung.

Illustrierte Preisliste auf Verlangen.

☞ Diesem Hefte ist beigegeben: Ein Prospekt von **Turnham Green**, 16, Heathfield Gardens, **London W**, betr. **Walter and Soddy, „ION", a Journal of Electronics, Atomistics, Ionology, Radioactivity and Raumchemistry.**

Jahrg. 6 *Heft 21*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 23. Oktober 1908. 831

E. Bollé, Über eine selbstregulierende Bogenlampe von großer Intensität mit horizontal rotierender positiver Kohle. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.) 833

M. Laue, Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.) 838

Richard Thöldte, Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen. (Vorgelegt in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.) 845

G. Costanzo, Über die Natrium-Emanation. (Vorgelegt in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.) 854

Rudolf Ladenburg und Stanislaw Loria, Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. (Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.) 858

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 379. — II. Akustik. S. 381. — III. Physikalische Chemie. S. 381. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 384. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 388. — VI. Wärme. S. 390. — VII. Kosmische Physik. S. 392.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Wilhelm Budde's

Physikalische Aufgaben

für die oberen Klassen höherer Lehranstalten

nebst den Lösungen.

Vierte Auflage, neu bearbeitet und vermehrt von

Professor P. Johannesson,

Oberlehrer am Sophienrealgymnasium in Berlin.

gr. 8. Preis geheftet 2 ℳ, gebunden 2,40 ℳ

Die Anwendung der Interferenzen

in der Spektroskopie und Metrologie.

Von **Dr. E. Gehrcke,**

Privatdozent an der Universität Berlin, technischer Hilfsarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Mit 73 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 5,50 ℳ, geb. 6,20 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 15. November 1908. Nr. 21.

Sitzung vom 23. Oktober 1908.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende gedenkt des am 6. Oktober verstorbenen

Professor Dr. A. Wüllner,

welcher der Gesellschaft seit dem Jahre 1855 als Mitglied angehörte. Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Entschlafenen von ihren Sitzen.

Als Bibliothekar wird an Stelle des verstorbenen E. LADENBURG Hr. E. REGENER gewählt.

Sodann berichtet Hr. **E. Bollé**
über eine selbstregulierende Bogenlampe von großer Intensität mit horizontaler rotierender positiver Kohle.

Ferner sprach Hr. **E. Aschkinass** über
Wirkungsbereich und Absorption der α-Strahlen.

Weiter trug Hr. **M. Laue** über

die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip

vor.

Endlich legte Hr. **Karl Scheel** folgende während der Ferien zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangenen Mitteilungen vor:

1. **K. Kilchling** und **J. Koenigsberger:** Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern der Substanz. (Vgl. diese Verh. S. 537—541.)
2. **Heinrich Erfle:** Bemerkung zu der Arbeit von Herrn Fr. Schön: „Beiträge zur Kenntnis der anomalen Dispersion von Metalldämpfen.“ (Vgl. diese Verh. S. 591—596.)
3. **Erich Marx:** Antwort auf die zweite Mitteilung der Herren Franck und Pohl betreffend die Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. (Vgl. diese Verh. S. 597—603.)
4. **M. Thiesen:** Berichtigung zu dem Aufsatze: Die Zustandsgleichung der Metalle. (Vgl. diese Verh. S. 604.)
5. **A. Wehnelt** und **F. Jentzsch:** Über die bei der Elektronenemission glühender Körper auftretenden Temperaturänderungen. (Vgl. diese Verh. S. 605—614.)
6. **G. Quincke:** Flüssige Kristalle, Myelinformen und künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden. (Vgl. diese Verh. S. 615—618.)
7. **Edgar Meyer:** Notiz über ein einfaches Phosphoroskop. (Vgl. diese Verh. S. 658—661.)
8. **Josef Rosenthal:** Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken. (Vgl. diese Verh. S. 828—829.)
9. **Richard Thöldte:** Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen.
10. **G. Costanzo:** Über die Natrium-Emanation.

Über eine selbstregulierende Bogenlampe von grofser Intensität mit horizontal rotierender positiver Kohle;

von E. Bollé.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.)

(Vgl. oben S. 831.)

In dem Zentralblatt für Optik und Mechanik (Jahrg. 1904) ist von Herrn BECHSTEIN eine von der Firma SCHMIDT u. HAENSCH als Versuchsmodell ausgeführte Bogenlampe beschrieben worden, bei welcher die positive Kohle horizontal steht und während des Brandes von einem kleinen Motor in Umdrehung versetzt wird, während die negative Kohle feststeht, einen stumpfen Winkel mit der Achse der positiven bildend. Die Regulierung auf konstanten Strom erfolgt ebenfalls durch einen Motor, dessen Feld der Differentialwirkung einer Hauptstrom- und einer Nebenschlußspule unterworfen ist.

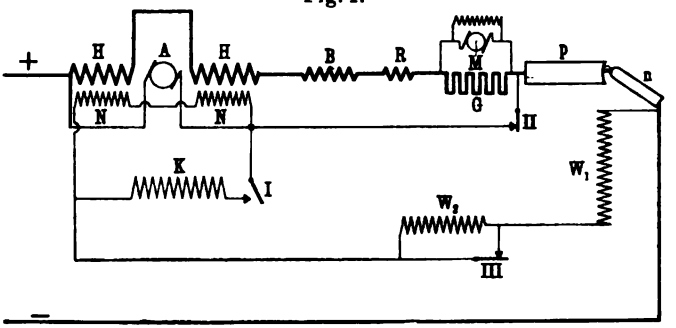
Eine derartige Lampe würde bei sicherem Betrieb und ruhigem Abbrand nicht nur, wie l. c. ausgeführt ist, für die Anwendung der Bogenlampe bei Projektionsapparaten einen großen Fortschritt bedeuten, sondern sie käme auch bei allen Anwendungen in Betracht, bei denen es auf eine Strahlungsquelle von großer Intensität und zuverlässig konstanter Strahlenrichtung ankäme. Zu Registrierversuchen, bei denen an die Strahlungsquelle die genannten Anforderungen gestellt werden mußten, auf die im übrigen aber hier nicht eingegangen werden kann, wurde dem Verf. von der genannten Firma das Versuchsmodell zur Benutzung überlassen. Da ich im Verlaufe derselben, nach einigen Abänderungen in der Schaltung, außerordentlich günstige Erfahrungen mit der Lampe gemacht und die Überzeugung gewonnen habe, daß nach einigen weiter unten zu bezeichnenden konstruktiven Änderungen im Aufbau, in dieser Bogenlampe eine für viele physikalische Anwendungen sehr geeignete Strahlungsquelle gegeben ist, so möchte ich hier kurz das Prinzip der Lampe erläutern und diejenigen Schaltungsänderungen angeben, durch welche ich

bereits an dem Versuchsmodell ein nahezu einwandfreies Brennen der Lampe erreicht habe.

Fig. 1 stellt die Schaltung der Lampe dar, wie sie in der oben erwähnten Zeitschrift mitgeteilt wurde und auch an dem Versuchsmodell zunächst ausgeführt war, welches durch das Entgegenkommen der Firma SCHMIDT u. HAENSCH in die Hände des Verf. kam.

Der Betrieb der Lampe nach dieser Schaltung ist folgender: Ehe sich der Lichtbogen durch Zusammenführen der Kohlen mittels des Motors, dessen Anker oben mit *A* bezeichnet ist, bilden konnte, ist der Hauptstromkreis geöffnet und die Spule *R*

Fig. 1.



eines Relais nicht vom Strom durchflossen. Da die Kontakte *II* und *III* erst bei Stromdurchgang durch diese Spule vermittelst eines in diese hineingezogenen Eisenkernes geschlossen und gleichzeitig der Kontakt *I* geöffnet wird, so sind vor Berührung der Kohlen die Kontakte *II* und *III* geöffnet und der Kontakt *I* geschlossen. Der Motor *A* läuft demnach als Serienmotor an, wobei seinen Feldspulen der Widerstand *K* parallel geschaltet ist und die Widerstände W_1 und W_2 als Vorschaltwiderstände dienen. Sobald der Motor die beiden Kohlen zusammengeführt hat, setzt der Hauptstrom ein, das Relais *R* tritt in Wirksamkeit und die Kontakte *II* und *III* werden bei gleichzeitiger Öffnung des Kontaktes *I* geschlossen. Jetzt wird, wie aus der Fig. 1 ersichtlich, der Anker *A* von dem Spannungsabfall eines Gefällwiderstandes *G* gespeist, während die Feldspulen *N* jetzt an der Lichtbogenspannung liegen, die etwa 65 Volt, also geringer als die Betriebsspannung von 110 (bzw. 220) Volt ist, weshalb der Teil W_2 des früheren

Vorschaltwiderstandes $W_1 + W_2$ nunmehr kurz geschlossen ist. Das bei erfolgter Berührung der Kohlen nun ebenfalls erregte Feld der Hauptstromspulen H wirkt dem Feld N entgegen, und da es im Moment der Berührung sehr stark ist, und außerdem die Bremsspule B eine stark bremsende Wirkung auf eine auf der Motorachse befestigte Metallscheibe ausübt, so kehrt der Motor nahezu plötzlich um und zieht die Kohlen so weit auseinander, bis die Stromstärke (etwa 30 A) gerade ausreicht, um durch die Spulen H das Feld der Spulen N aufzuheben. Bei jedem Anwachsen der Stromstärke läuft der Motor in einer solchen Richtung, daß er den Bogen verlängert und umgekehrt bei jeder Stromabnahme. Diese Regulierung ist eine sehr feine und die Lampe brannte außerordentlich ruhig, und für eine Projektionslampe wäre die beschriebene Anordnung vollkommen ausreichend, wenn man etwa mittels eines außerhalb des Gehäuses angebrachten Handgriffes die Kohle p von Zeit zu Zeit etwas weiter dreht Kommt es aber auf eine selbsttätig und möglichst exakt konstant gehaltene Strahlungsrichtung, also auf eine zur Achse der Kohle vollständig symmetrische Ausbildung des Kraters an, so liegt der Gedanke nahe, dies durch eine fortdauernde Rotation der Kohle zu erreichen. Diese wurde bei dem Versuchsmodell durch einen kleinen Nebenschlußmotor M bewerkstelligt, der ebenfalls von dem Spannungsabfall des Widerstandes G gespeist wurde.

Wie mir Herr F. Ritter zuerst bemerkte, und wie leicht einzusehen ist, ist eine derartige Schaltung des Motors prinzipiell falsch. Ist nämlich, beispielsweise durch das Vorhandensein eines Vorsprungs oder infolge schiefer Stellung der Kraterfläche zur Achse der positiven Kohle, der Entladungsweg für den Lichtbogen gering, so ist die Stromstärke und somit die Spannung des Motors M groß, und dieser wird bei solchen vorstehenden Stellen schnell, bei zurücktretenden Stellen dagegen langsam laufen. Hierdurch werden aber diese Unsymmetrien vergrößert, und es kommt leicht dazu, daß die Lampe verlöscht, wenn der Weg für den Lichtbogen einmal zu groß wird.

Es wurde daher an dem Versuchsmodell, unter Zwischenschaltung eines geeigneten Widerstandes, der Motor statt an das Gefälle G direkt an die Lichtbogenspannung gelegt, so daß jetzt gerade umgekehrt der Motor beim Auftreten von Vorsprüngen

besonders langsam läuft, diese also durch Abbrand beseitigt werden können, und selbst unsymmetrische Kohlen allmählich völlig rund gebrannt werden. Gleichzeitig wurde der kleine Motor durch einen kräftigeren ersetzt, wobei auf möglichst starke Erregung des Motorfeldes geachtet wurde, um einen nicht zu schnell laufenden Motor zu erhalten. Immerhin ist es empfehlenswert, derartige kleine Motoren möglichst schnell laufen zu lassen, und im vorliegenden Falle eine große Übersetzung anzuwenden. Soweit dies ohne wesentliche Abänderung der Konstruktion der Lampe geschehen konnte, wurde die Übersetzung zwischen der Tourenzahl des Motors und der Kohle noch vergrößert. Bei einer Neukonstruktion der Lampe behalte ich es mir vor, den Motor *M* möglichst entfernt von der Kohle *p* fest aufzustellen, so daß er unter der strahlenden Wärme des Lichtbogens nicht zu leiden hat, und die Rotation der positiven Kohle mittels eines auf einer in Richtung der Kohlenachse gleitenden Muffe angebrachten Zahnrades bei möglichst großer Übersetzung zu bewerkstelligen.

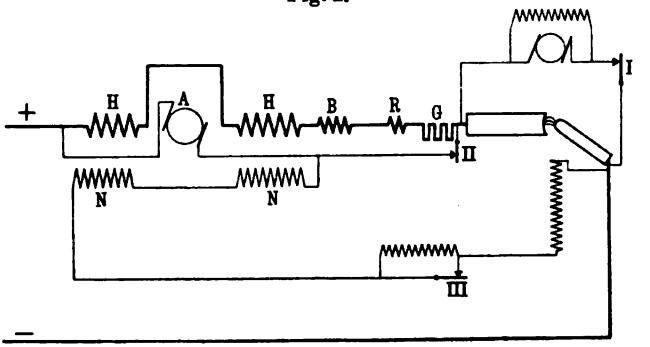
Eine weitere Veränderung in der Schaltung betrifft die Beseitigung des Widerstandes *K* und des Kontaktes *I*. Da beim Brennen der Lampe der Kontakt *I* geöffnet ist, der Widerstand *K* also nicht gebraucht wird, beim Einschalten der Lampe der Motor *A* als Serienmotor nur die Aufgabe hat, möglichst kräftig anzulaufen und schnell die Kohlen zusammenzuführen, so ist dieser Widerstand nicht nur überflüssig, sondern sogar einem kräftigen Anzugsmoment zur Überwindung der Reibungswiderstände in der Ruhe hinderlich. Ich habe daher die Spule *K* entfernt, wodurch die mechanische Ausführung der inneren Schaltung nicht unwesentlich erleichtert und diese erheblich übersichtlicher wird. An Stelle des frei gewordenen Kontakts *I* könnte man einen anderen einführen, welcher den Motor *M* erst nach Berührung der Kohlen einschaltet.

Bei der nunmehrigen Schaltung der Lampe, die aus Fig. 2 ersichtlich ist, brennt bereits das Versuchsmodell, welches von Herrn Bechstein sehr geschickt und trotz des teilweise provisorischen Aufbaues ziemlich dauerhaft konstruiert worden ist, zufriedenstellend, nachdem einige Mängel in der Isolation, als welche sich ausschließlich Asbest und Glimmer empfiehlt, beseitigt wurden. Ein wesentlich ruhigeres Brennen habe ich erreicht,

indem ich die anfangs verwandte negative Homogenkohle durch eine Dochtkohle mit verkupfertem Docht ersetzte, welche mir die Firma Gebr. SIEMENS in vorn scharf zugespitztem Zustande lieferte, während die Kraterhöhlung der positiven Kohle bereits ebenfalls von vornherein vorgebildet ist.

Wenn noch die angedeuteten konstruktiven Änderungen angebracht werden, so läßt, wie bereits an dem Verhalten des

Fig. 2.



Versuchsmodells ersichtlich ist, sich zweifelsohne voraussehen, daß das beschriebene Prinzip zur Konstruktion einer Bogenlampe führen muß, die den bisherigen Lampen in vieler Hinsicht überlegen ist und für manche physikalischen Anwendungen von Nutzen sein kann.

Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip;

von M. Laue.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.)

(Vgl. oben S. 832.)

Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung wurde auf Grund der Elektronentheorie schon vor einer Reihe von Jahren von HEAVISIDE [1]) und besonders ausführlich von ABRAHAM [2]) behandelt. Die Relativitätstheorie hat schon LORENTZ [3]) zur Ermittelung des Feldes eines schwingenden Dipols verwandt, ohne jedoch die ausgestrahlte Energie und Bewegungsgröße, sowie die Rückwirkung der Strahlung auf den Dipol anzugeben. Nun stimmen beide Theorien in den elektromagnetischen Grundgleichungen, sowie im Ausdruck für die ponderomotorische Kraft überein. Der Unterschied liegt allein in der Form, die sie den bewegten Ladungen zuschreiben; denn die eine nimmt diese als durch die Bewegung nicht beeinflußt an, während sie sich nach der anderen in Richtung der Geschwindigkeit kontrahieren. Aber dieser Unterschied kann in Entfernungen, die gegen die Dimensionen des mit Ladung erfüllten Raumteils groß genug sind, nicht mehr in Frage kommen, beide Theorien müssen hier dasselbe elektromagnetische Feld, daher dieselbe ausgestrahlte Energie und Bewegungsgröße, dieselbe auf das Elektron wirkende Kraft ergeben. Wenn wir dennoch die Frage hier neu behandeln, so geschieht es, um zu zeigen, wie viel einfacher die Relativitätstheorie sie löst. Außerdem besteht freilich zwischen beiden Theorien ein gewichtiger, die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie auf das deutlichste veranschaulichender Unterschied hinsichtlich der Wirkung dieser Kraft.

---

[1]) O. HEAVISIDE, Nature 67, 6, 1902.

[2]) M. ABRAHAM, Ann. d. Phys. (4) 14, 236, 1904. Theorie der Elektrizität II, Leipzig 1905, besonders § 13 bis 15.

[3]) H. A. LORENTZ, Proc. Amsterdam 1904, S. 803.

a) Die Rückwirkung der Wellenstrahlung auf die Punktladung.

Lorentz hat als Näherung für die Kraft $\mathfrak{K}$, welche das Elektron infolge der Strahlung erfährt, die Gleichung

$$\mathfrak{K} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\ddot{\mathfrak{q}}$$

angegeben [1]). Dabei ist e die Ladung, c die Lichtgeschwindigkeit und $\ddot{\mathfrak{q}}$ der zweite Differentialquotient der Geschwindigkeit $\mathfrak{q}$ nach der Zeit. Bei der Ableitung sind alle Glieder, welche in $\mathfrak{q}$, $\dot{\mathfrak{q}}$, $\ddot{\mathfrak{q}}$ usw. quadratisch oder von noch höherer Ordnung sind, vernachlässigt, doch überzeugt man sich leicht, daß kein von den Dimensionen unabhängiges Glied außer dem angegebenen auftreten kann, das nicht $\mathfrak{q}$ als Faktor enthielte. Für $\mathfrak{q} = 0$ und Punktladungen gilt demnach diese Gleichung streng, wie groß auch $\dot{\mathfrak{q}}$, $\ddot{\mathfrak{q}}$ usw. sein mögen.

Wir führen nun wie üblich zwei rechtwinklige, in den Achsenrichtungen übereinstimmende, parallel der x-Achse gleichförmig mit der Geschwindigkeit v gegeneinander bewegte Koordinatensysteme ein, das gestrichene (x', y', z', dazu die Zeit t') und das ungestrichene (x, y, z, t). Es läßt sich stets so einrichten, daß in dem Augenblick, den wir herausgreifen, das Elektron im gestrichenen System die Geschwindigkeit 0 hat. Es erfährt dann die Kraft

$$\mathfrak{K}' = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\ddot{\mathfrak{q}}',$$

die wir auf das ungestrichene System transformieren wollen.

Bei Einstein [2]) sind die Transformationsformeln für die Geschwindigkeit angegeben (die z-Koordinate ist der y-Koordinate gleichberechtigt):

$$\mathfrak{q}'_x = (\mathfrak{q}_x - v)\cdot\frac{c^2}{c^2 - v\,\mathfrak{q}_x}, \quad \mathfrak{q}'_y = \mathfrak{q}_y\frac{c\sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v\,\mathfrak{q}_x}.$$

Daraus folgt durch Differentiation nach t', bzw. t unter Berücksichtigung der Gleichung

---

[1]) H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wissensch. V, 1, S. 188, 1903.

[2]) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) 17, 891, 1905, § 5 und Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 4, 411, 1907, Gleichung 3).

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{c^2 - v\,q_x}{c\sqrt{c^2 - v^2}}\ ^{1})$$

$$\dot{q}'_x = \left(\frac{c\sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v\,q_x}\right)^3 \dot{q}_x; \quad q'_y = \left(\frac{c\sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v\,q_x}\right)^2 \left(\dot{q}_y + \frac{v\,q_y \dot{q}_x}{c^2 - v\,q_x}\right);$$

$$\ddot{q}'_x = \left(\frac{c\sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v\,q_x}\right)^4 \left(\ddot{q}_x + \frac{3\,v\,\dot{q}_x^2}{c^2 - v\,q_x}\right);$$

$$\ddot{q}'_y = \left(\frac{c\sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v\,q_x}\right)^3 \left(\ddot{q}_y + v\,\frac{3\,\dot{q}_y \dot{q}_x + q_y \ddot{q}_x}{c^2 - v\,q_x} + \frac{3\,v^2 q_y \dot{q}_x^2}{(c^2 - v\,q_x)^2}\right).$$

Im vorliegenden Fall, wo $q' = 0$ ist, ist $q_x = v$, $q_y = q_z = 0$. Nimmt man dazu, daß unter derselben Voraussetzung

$$\mathfrak{R}_x = \mathfrak{R}'_x,\ \mathfrak{R}_y = \mathfrak{R}'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\ ^{2})$$

ist, so findet man:

$$\mathfrak{R}_x = \frac{2\,e^2 c}{3\,(c^2 - q^2)^2}\left(\ddot{q}_x + \frac{3|q|}{c^2 - q^2}\dot{q}_x^2\right)$$

$$\mathfrak{R}_y = \frac{2\,e^2}{3\,c\,(c^2 - q^2)}\left(\ddot{q}_y + \frac{3|q|}{c^2 - q^2}\dot{q}_y \dot{q}_x\right)$$

$$\mathfrak{R}_z = \frac{2\,e^2}{3\,c\,(c^2 - q^2)}\left(\ddot{q}_z + \frac{3|q|}{c^2 - q^2}\dot{q}_z \dot{q}_x\right).$$

Man kann das Ergebnis in die Vektorgleichung umschreiben:

$$\mathfrak{R} = \frac{2\,e^2}{3\,c\,(c^2 - q^2)}\left[\ddot{q} + \dot{q}\,\frac{3\,(q\dot{q})}{c^2 - q^2} + \frac{q}{c^2 - q^2}\left((q\ddot{q}) + \frac{3\,(q\dot{q})^2}{c^2 - q^2}\right)\right],$$

es stimmt mit Abrahams Resultat[3]) genau überein.

Quasistationär ist die Bewegung eines Elektrons, solange diese Kraft zu vernachlässigen ist gegen die zur Beschleunigung proportionale Trägheitswirkung seines Feldes. Da diese in beiden Theorien der Größenordnung nach dieselbe ist, stimmen auch die Grenzen der quasistationären Bewegung in ihnen überein.

b) Die Strahlung gleichförmig bewegter Lichtquellen.

Das einfachste Modell einer Lichtquelle ist ein molekularer, aus zwei gleich, aber entgegengesetzt geladenen Ionen bestehender,

---

[1]) Vgl. M. Planck, Ann d. Phys. (4) 26, 1, 1908, Gleichung 13) u. 14).
[2]) M. Planck, l. c., Gleichung 21); A. Einstein, l. c., Gleichung 21).
[3]) Vgl. Abrahams Lehrbuch, Gleichung 85).

im Vakuum befindlicher Dipol von schnell wechselndem Moment. Wir setzen voraus, daß seine Dimensionen klein gegen die Wellenlänge der ausgesandten Strahlung sind, oder bei nichtperiodischen Vorgängen klein gegen die Wellenlängen aller derjenigen Schwingungen, welche bei der FOURIERschen Zerlegung der Strahlung in Betracht kommen. Der Einfachheit halber nehmen wir noch an, daß sich nur das eine Ion an den Schwingungen beteiligt. Die Verallgemeinerung ergibt sich leicht, wenn man bedenkt, daß gleiche Verschiebungen der beiden Ladungen im entgegengesetzten Sinne gleichwertig sind.

Auf diesen Dipol wollen wir einige der Gleichungen anwenden, welche PLANCK[1]) für die Dynamik bewegter Körper entwickelt hat. Dabei ist aber zu bedenken, daß molekulare Gebilde weder Temperatur, noch Volumen im Sinne der Thermodynamik besitzen, daß ihr kinetisches Potential H also von diesen Veränderlichen nicht abhängt. Die Folge ist, daß man dort überall den Druck

$$p = \frac{\partial H}{\partial V}$$

und die Entropie

$$S = \frac{\partial H}{\partial T}^{2})$$

Null zu setzen hat.

Dieser Dipol soll nun im gestrichenen System ruhen. Nach Formel 33) der genannten Abhandlung ist dann, da die Bewegungsgröße im gestrichenen System, $\mathfrak{G}'$, verschwindet, seine Energie, bezogen aufs ungestrichene System:

$$E = \frac{cE'}{\sqrt{c^2 - v^2}}.$$

Die pro Zeiteinheit ausgestrahlte Energie ist daher:

$$-\frac{dE}{dt} = -\frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \frac{dE'}{dt'} \frac{dt'}{dt},$$

da aber wegen $q_x = v$

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c}$$

[1]) M. PLANCK, l. c.
[2]) Gleichung 7) daselbst.

ist, folgt

$$-\frac{dE}{dt} = -\frac{dE'}{dt'},$$

das ausgestrahlte Energiequantum pro Zeiteinheit ist in beiden Systemen dasselbe.

Bekanntlich berechnet sich nun die Strahlung eines ruhenden Dipols aus der Beschleunigung $\dot{\mathfrak{q}}$ des bewegten Ions nach der Gleichung [1]):

$$-\frac{dE'}{dt'} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\dot{\mathfrak{q}}'^2 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}(\dot{\mathfrak{q}}_x'^2 + \dot{\mathfrak{q}}_y'^2 + \dot{\mathfrak{q}}_z'^2);$$

setzt man in den oben angegebenen Transformationsgleichungen für $\dot{\mathfrak{q}}$ $\mathfrak{q}_x = v$, $\mathfrak{q}_y = \mathfrak{q}_z = 0$, so folgt hieraus:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2c^3}{3(c^2-\mathfrak{q}^2)^2}\left(\frac{\dot{\mathfrak{q}}_x^2}{c^2-\mathfrak{q}^2} + \frac{\dot{\mathfrak{q}}_y^2+\dot{\mathfrak{q}}_z^2}{c^2}\right) = \frac{2e^2c}{3(c^2-\mathfrak{q}^2)^2}\left(\dot{\mathfrak{q}}^2 + \frac{(\mathfrak{q}\dot{\mathfrak{q}})^2}{c^2-\mathfrak{q}^2}\right),$$

was ebenfalls mit Abrahams Ergebnis [2]) übereinstimmt.

Nach Gleichung 46) der genannten Abhandlung hat die Bewegungsgröße im ungestrichenen System den Wert

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{q}\cdot\frac{E}{c^2}.$$

Ein ruhender Dipol kann nun im Mittel keinen Bewegungsantrieb erfahren, weil zu jeder Richtung die entgegengesetzte gleichberechtigt ist. In dem betrachteten Fall ruht der Dipol im gestrichenen System. Eine etwaige Beschleunigung wäre ein Zeichen für absolute Bewegung dieses Systems, widerspräche also dem Relativitätsprinzip. Es muß daher seine Geschwindigkeit $\mathfrak{q}$ zum ungestrichenen konstant bleiben. Er verliert demnach durch Ausstrahlung pro Zeiteinheit die Bewegungsgröße

$$-\frac{d\mathfrak{G}}{dt} = -\mathfrak{q}\cdot\frac{1}{c^2}\frac{dE}{dt} = \mathfrak{q}\frac{2e^2}{3c(c^2-\mathfrak{q}^2)^2}\left(\dot{\mathfrak{q}}^2 + \frac{(\mathfrak{q}\dot{\mathfrak{q}})^2}{c^2-\mathfrak{q}^2}\right).$$

Auch dies Ergebnis leitet die ältere Theorie ab [3]) und schließt, daß der Dipol eine Kraft $\mathfrak{K}$ erfährt, die der Bewegung entgegen

---

[1]) Vgl. Abrahams Lehrbuch, Gleichung 55) oder M. Planck, Ann. d. Phys. (4) 9, 619, 1902.

[2]) Daselbst, Gleichung 82b).

[3]) Daselbst, Gleichung 83).

gerichtet ist. Die Relativitätstheorie muß diesem Schluß zustimmen. Denn auch in ihr gilt der Impulssatz:

$$\mathfrak{K} = \frac{d\mathfrak{G}}{dt}.$$

Aber während der Impuls $\mathfrak{G}$ in der älteren Theorie Funktion der Geschwindigkeit allein ist und jede Kraft die letztere ändern muß, ist es in der Relativitätstheorie möglich, daß eine Kraft statt dessen die Energie und die mit ihr verbundene Trägheit ändert. Dieser Fall tritt bei der bewegten Lichtquelle ein. Die ältere Theorie braucht ferner zur Aufrechterhaltung der gleichförmigen Bewegung eine Kraft, deren Arbeit einen Teil der Energiestrahlung deckt. Nach der Relativitätstheorie stammt diese dagegen ganz aus der Energie der Lichtquelle.

Die angegebenen Werte für die Energie- und Impulsstrahlung gelten, da sie nur von der Beschleunigung des bewegten Elektrons abhängen, auch dann, wenn dies nicht im Verbande eines Dipols schwingt, sondern sich sonst in irgend einer Weise bewegt. Daß die unter a) berechnete Kraft $\mathfrak{K}$ dieselben Werte für die Energie- und Impulsstrahlung liefert, wenn man die Mittelwerte

$$\frac{1}{T}\int_t^{t+T}(\mathfrak{K}\mathfrak{q})dt \quad \text{und} \quad \frac{1}{T}\int_t^{t+T}\mathfrak{K}dt$$

bildet, ist schon bei ABRAHAM bewiesen.

Für eine ausgedehnte Strahlungsquelle können wir unter Umständen einen ähnlichen Schluß ziehen. Im allgemeinen freilich hat die von einem ruhenden Körper ausgehende Strahlung eine resultierende Bewegungsgröße und übt dementsprechend einen Bewegungsantrieb aus, wie man am einfachsten an dem Beispiel eines mit Strahlung erfüllten Hohlraumes aus vollkommen spiegelnder Substanz ersieht, der nur an einer Stelle eine kleine Öffnung hat. Ist der Körper aber isotrop, homogen und von einer überall konvexen Oberfläche begrenzt, so erleidet er von der Strahlung einen normalen, überall gleichen Druck, welcher keine resultierende Kraft ergibt. Ruht ein solcher im gestrichenen System, so hat er zum ungestrichenen die konstante Geschwindig-

keit q. Seine Bewegungsgröße ist nach Gleichung 46) der PLANCKschen Abhandlung

$$\mathfrak{G} = q \cdot \frac{E + pV}{c^2}.$$

Die Strahlung entführt ihm pro Zeiteinheit die Energie

$$W = -\left(\frac{dE}{dt} + p\,\frac{dV}{dt}\right),$$

so daß die Bewegungsgröße abnimmt um

$$-\frac{d\mathfrak{G}}{dt} = \frac{q}{c^2}\left(W - V\frac{dp}{dt}\right).$$

Bleibt die Strahlungsintensität konstant, so gilt dies auch vom Strahlungsdruck und man findet mit LORENTZ [1]) eine der Geschwindigkeit entgegen gerichtete Kraft

$$\mathfrak{K} = -q \cdot \frac{W}{c^2}.$$

Aber im Gegensatz zur älteren Theorie bewirkt diese keine Hemmung der Bewegung, sondern nur eine Verminderung der Trägheit.

Zu erklären ist noch, wie es möglich ist, daß bei demselben Vorgang ein Körper im ungestrichenen System eine Kraft erfährt, im gestrichenen System dagegen keine. Dies scheint zunächst den Transformationsgleichungen der Kraftkomponenten zu widersprechen. Aber die obige Kraft $\mathfrak{K}$ ist keine momentane elektrodynamische Kraft auf eine Punktladung 1, sondern entsteht, indem man solche Kräfte über den ganzen Körper, soweit er von Elektronen erfüllt ist, integriert und dann noch das Mittel für Zeiten bildet, die gegen Lichtperioden lang sind. Die Grenzen der Zeitintegration sind natürlich vom Ort unabhängig. Nun ist aber t' nicht nur Funktion der Zeit t, sondern auch der Koordinate x. Analog gebildete Integrale dieser Art im gestrichenen und im ungestrichenen System beziehen sich daher niemals auf einander entsprechende Integrationsgebiete der Variabelen x', y', z', t' und x, y, z, t. Daher kann man von dem einen nicht unmittelbar auf das andere schließen.

[1]) H. A. LORENTZ, Enzykl. d. math. Wissenschaften V, 1, S. 270, 1903.

Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen;

von Richard Thöldte.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.)

(Vgl. oben S. 832.)

In einer früheren Arbeit[1]) bin ich zu der Ansicht gelangt, daß der Eintritt der Leitfähigkeit eines Kohärers, wenn dieselbe durch eine mechanische Erschütterung hervorgerufen wird, ebenso einen elektrischen Vorgang bedingt, wie es bei Einwirkung elektrischer Schwingungen, die von einer Nebenleitung ausgehen, der Fall ist. Und zwar muß hierbei durch eine elektrische Ausgleichung an den Kohärerenden das Dielektrikum durch eine Verkohlung für den elektrischen Strom leitend gemacht werden. Den Beweis für eine stattfindende Verkohlung glaube ich bei Anwendung von Rizinusöl als Dielektrikum erbracht zu haben; es erschien mir aber wichtig, auch andere Öle und Fette einer Untersuchung zu unterwerfen; ich will in vorliegender Arbeit meine erhaltenen Resultate mitteilen, wodurch mir zugleich Gelegenheit gegeben ist, eine Berichtigung zu geben.

Die Anordnung ist dieselbe, wie in meiner früheren Arbeit, nur war in den Stromkreis des Kohärers noch ein Telephon eingeschaltet, so daß die entstehenden Schwingungen der Aluminiumstifte des von mir gebrauchten Carolykohärers hörbar gemacht wurden. Dadurch ist zwar der Widerstand in dem Stromkreise vergrößert, die angelegte Potentialdifferenz blieb aber auch jetzt unter der kritischen; ein Schließen oder Öffnen der Leitung hatte auch jetzt keine Leitfähigkeit des Kohärers zur Folge. Bezeichnen wir mit α den Hauptstrom, mit β den Kohärerstrom, so ergeben sich folgende Werte, welche bei meinen Untersuchungen zugrunde gelegt wurden.

---

[1]) R. Thöldte, Ann. d. Phys. (4) 21, 155, 1906.

	1	2	3	4	5
α	7	10,4	11,2	11,9	14,1
β	6,6	10,1	10,8	11,5	13,7

Um ein möglichst genaues Bild vom Eintritt der Leitfähigkeit zu erhalten, habe ich vier verschiedene Arten derselben unterschieden:

1. Wenn der Kohärerstrom seine volle Stärke erreicht, d. h. wenn er 3 bis 5 mm hinter dem Hauptstrom zurückbleibt, so ist die herbeigeführte Leitfähigkeit des Kohärers eine vollkommene; ich will sie die absolute nennen. Nur ein bestimmtes Erschüttern läßt den anfänglich hohen Widerstand wieder eintreten.

2. Es kommt aber vor, daß der Kohärerstrom nicht mit seiner vollen Stärke eintritt; z. B. wenn der Hauptstrom einen Ausschlag des Galvanometers bis 6 cm bedingt, so wird mit eingeschaltetem Kohärer nur ein Ausschlag bis 3,5 oder 4 cm erreicht. Hier ist also auch eine Leitfähigkeit eingetreten, aber nicht mit voller Stärke; diese will ich die partielle Leitfähigkeit nennen.

3. Nun zeigten sich Fälle, bei welchen die Stärke des Kohärerstromes sich nur in einer minimalen Schwankung von einigen Millimeter um den Nullpunkt bemerkbar machte; diese will ich die minimale Leitfähigkeit nennen.

4. Endlich kamen Fälle vor, bei welchen das Galvanometer absolut keinen Ausschlag, auch keinen minimalen, zeigte, aber die Stöße, die auf den Tisch oder gegen die Wand des Kohärers geführt wurden, ließen sich im eingeschalteten Telephon hören; es war also auch in gewissem Sinne eine Leitfähigkeit eingetreten, denn durchaus nicht alle Stöße wurden im Telephon gehört; diese will ich die telephonische Leitfähigkeit nennen.

Die Versuche wurden so ausgeführt, daß die Aluminiumstifte zuerst mit Smirgelpapier mehrfach abgerieben, mit Äther gereinigt und ihre Beschaffenheit unter dem Mikroskop untersucht wurde; nunmehr wurden dieselben durch die Mikrometerschraube so eng aneinander gelegt, daß eben gerade die Leitfähigkeit eintrat. Hierauf wurden sie in gleicher Weise behandelt; nur wurde noch durch Eintauchen derselben in das betreffende Lösungsmittel die

dielektrische Schicht hergestellt, die Ätherdämpfe weggeblasen und die Stifte zur Beobachtung eingeschraubt.

Beobachtungen.

1. Mohnöl; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Durch einen einfachen Stoß eines Bleistiftes auf den Tisch, oder durch das Hinlegen desselben, wurde die absolute Leitfähigkeit hergestellt; das Aufheben desselben genügte schon, um sie verlieren zu lassen. Bei derselben war im Telephon, aber nur während der Dauer des Galvanometerausschlages, ein deutliches Geräusch zu hören, alsdann war Ruhe. Bei der partiellen Leitfähigkeit, die bei geringeren Stößen eintrat, ließ das Telephon ein fortwährendes Summen vernehmen, welches um so stärker war, je näher an Null heran der Ausschlag erfolgte, also je kleiner er war; ja, sogar war zuweilen ein singender Ton wahrnehmbar, als der Bleistift leicht hin und her gerollt wurde. Bei geringen Stößen zeigte sich auch nur die telephonische Leitfähigkeit. Ein Unterschied war bei den verschiedenen Stromstärken nicht zu bemerken. Bei der mikroskopischen Untersuchung zeigte sich am negativen Pol ein schwarzer Fleck, der mit Fließpapier leicht abgewischt werden konnte; die Berührungsstelle am positiven Pol war sehr blank geschabt.

2. Rüböl; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Nach mehrfachen Stößen auf den Tisch wurde die telephonische Leitfähigkeit, aber auch nur vereinzelt, erreicht. Die absolute konnte nur dadurch hergestellt werden, daß die Kohärerenden näher zusammengeschraubt wurden; von jetzt ab wurde, obwohl wieder zurückgeschraubt war, der Kohärer auch durch Klopfen leitend, und ebenso durch Klopfen auf den Tisch nichtleitend; er zeigte jetzt das frühere Verhalten; im Telephon wurde das eigentümliche Geräusch lebhaft gehört. Im allgemeinen zeigte sich, daß der Kohärer schwerer nichtleitend wurde, wenn er einmal leitend war. Die mikroskopische Untersuchung zeigte sicher am negativen Pol einen kleinen schwarzen Fleck schon nach wenigen Untersuchungen; am positiven Pol schien die Stelle blank geschabt zu sein, auch zeigten sich einige versprengte Kohlepartikelchen.

3. Leinöl; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Die Leitfähigkeit konnte durch Erschüttern erst nach einigen Stößen hergestellt werden, während die Nichtleitfähigkeit durch einen geringen Stoß zu erreichen war. Nach mehreren Versuchen stellte sich die Leitfähigkeit leichter ein, und je mehr Versuche angestellt wurden, desto leichter kam dieselbe, während die Nichtleitfähigkeit immer sich sehr leicht einstellte. Erst nach mehrstündigen Versuchen konnte dieselbe nur schwer erreicht werden: es war aber auch erst jetzt am negativen Pol ein schwarzer Fleck mit voller Bestimmtheit nachweisbar, während die Berührungsstelle am positiven Pol blank geschabt war.

4. Leinölfirnis; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Nach mehrfachen Untersuchungen wurden sehr starke Stöße mit der Faust auf den Tisch auch im Telephon, wenn auch zunächst nur ganz vereinzelt, wahrgenommen. Nach weiteren Versuchen zeigte das Galvanometer eine minimale Schwankung von einigen Millimeter, aber irgend eine konstante Leitfähigkeit trat nicht ein. Nun wurden durch die Mikrometerschraube die Kohärerenden einander genähert, und zwar mußten sie stark näher gestellt werden, damit die partielle Leitfähigkeit sich einstellte. Ein einmaliges Abklopfen stellte die Nichtleitfähigkeit wieder her. Aber kein Klopfen auf den Tisch oder gegen die Wand des Kohärers konnte denselben wieder leitend machen. Erst nochmaliges Näherstellen ergab einen Ausschlag bis 5,2 cm, der durch Stöße auf den Tisch nur schwer beseitigt wurde. Im Telephon wurde nunmehr jede Änderung der Leitfähigkeit durch ein Summen gehört. Von nun an wurde der Kohärer durch jeden leichten Stoß auf den Tisch leitend, aber nicht durch jeden Stoß wieder nichtleitend, sondern etwas schwerer. Ein Unterschied bei den verschiedenen Stromstärken war nicht zu bemerken. Unter dem Mikroskop zeigte sich die Berührungsstelle am positiven Pol blank geschabt, am negativen Pol war nichts zu bemerken.

5. Terpentinöl: Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Die telephonische Leitfähigkeit stellte sich nach mehrmaligem Klopfen ein, die absolute war aber durch Klopfen auf den Tisch nicht zu erreichen, sondern nur durch Näherschrauben der Aluminiumstifte, und ebenso stellte sich die Nichtleitfähigkeit erst ein, wenn die Berührungsstellen weiter voneinander entfernt

wurden. Jetzt aber trat Leitfähigkeit und Nichtleitfähigkeit bei dem leisesten Stoße mit dem Bleistift auf die Tischplatte ein, etwa acht- bis zehnmal, aber dann wurde es schwerer und schwerer, die Leitfähigkeit durch Stöße auf den Tisch zu erreichen; schließlich konnte dieselbe nur durch sehr starkes und ununterbrochenes Klopfen hergestellt werden. Danach ging es wieder zunächst sehr leicht, bis es abermals nach mehreren Versuchen schwerer und schwerer wurde und endlich nur durch sehr starkes Klopfen sich wieder einstellte, worauf sich dieselbe Art und Weise, wie bisher, wiederholte. Nach etwa $^3/_4$ stündigen Untersuchungen konnte die Leitfähigkeit auch durch das stärkste Klopfen nicht hergestellt werden, sondern nur durch abermaliges Näherschrauben der Teile, während die Nichtleitfähigkeit sich jetzt abermals nur durch Auseinanderschrauben einstellte; von jetzt ab wiederholte sich dasselbe Spiel. Am positiven Pol war die Stelle sehr blank geschabt, am negativen Pol war nichts zu bemerken.

6. Wachs; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Durch Näherschrauben der Kohärerenden wurde zunächst nur die telephonische Leitfähigkeit vereinzelt hergestellt, und bei noch weiterem Näherschrauben zeigte sich auch die minimale, aber nur ganz vereinzelt, bis sich schließlich bei immer weiterem Näherschrauben die totale einstellte. Abklopfen machte den Kohärer nichtleitend. Und nunmehr stellte sich auch durch Klopfen auf den Tisch die Leitfähigkeit ein; aber so gut wie gar nicht wurde der Kohärer durch Erschüttern wieder nichtleitend, d. h. er blieb vollständig ein Leiter, und als schließlich er wieder nichtleitend gemacht wurde, konnte er durch Erschüttern nicht wieder leitend gemacht werden, sondern nur durch Näherschrauben, und die Nichtleitfähigkeit konnte abermals nur sehr schwer durch Erschüttern hergestellt werden. Es stellte sich also die Leitfähigkeit jedesmal nur dadurch ein, daß die Kohärerenden näher aneinander geschraubt wurden. Wenn dieselbe auf diese Weise hergestellt war, so konnte sie unmittelbar danach auch durch Erschüttern erreicht werden; das dauerte aber nur kurze Zeit, und man mußte wieder näher schrauben, bis schließlich die Aluminiumstifte so weit genähert waren, daß die Leitfähigkeit sich überhaupt nicht wieder verlor. Dieselbe konnte durch Erschüttern im allgemeinen sehr schwer hergestellt werden. Unter dem Mikro-

skop zeigte sich am negativen Pol ein kleiner schwarzer Fleck mit voller Bestimmtheit schon nach wenigen Beobachtungen, am positiven Pol war nichts nachzuweisen.

7. Walrat; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Die Leitfähigkeit wurde durch leichtes Klopfen auf den Tisch hergestellt; etwas schwerer seine Nichtleitfähigkeit. Es zeigte sich, daß die Leitfähigkeit leichter bei Stromstärke 5, als bei 1 sich einstellte. Nach etwa sechs bis acht Beobachtungen stellte sich dieselbe gar nicht mehr ein, weder bei starkem, noch bei schwachem Strom. Die Beständigkeit des Kohärerstroms war nicht sehr groß, vielmehr variierte dieselbe. Nach einiger Zeit stellte sich die Leitfähigkeit wieder sehr leicht ein und ebenso, wie früher, die Nichtleitfähigkeit; aber immer stellte sich die Leitfähigkeit leichter bei Stromstärke 5 als bei 1 ein. Nach vielen Beobachtungen stellte sich eine Periode wieder ein, in welcher nur sehr schwer die Leitfähigkeit durch Klopfen erreicht werden konnte, worauf es wieder nach einiger Zeit leichter ging. Am negativen Pol war ein kleiner schwarzer Punkt nachzuweisen, der mit Fließpapier abgewischt wurde; am positiven Pol zeigte sich nichts.

8. Ceresin; Lösungsmittel Petroläther; Verhältnis 1:1000. Bei Ceresin mußten gegen die früheren Beobachtungen die Kohärerenden sehr genähert werden, damit die telephonische Leitfähigkeit sich zeigte; bei weiterem Klopfen auf den Tisch zeigte sich auch neben dieser die minimale, und nach weiterem Nähern der Kohärerenden stellte sich die absolute Leitfähigkeit ein, welche durch Klopfen auf den Tisch auch wieder verloren ging. Wenn der Kohärer längere Zeit nichtleitend war, mußten die Stifte wieder näher geschraubt werden, damit durch Klopfen auf den Tisch sich die Leitfähigkeit wieder einstellen konnte, während einfaches Klopfen genügte, den Kohärer nichtleitend zu machen. Schließlich stellte sich die Leitfähigkeit sehr leicht ein, verlor sich aber immer etwas schwerer, bis bei weiterem Zusammenschrauben der Enden dauernde Leitfähigkeit eingetreten war. Am negativen Pol zeigte sich ein schwarzer Fleck, der mit Fließpapier abgewischt wurde, und auf demselben auch noch nachweisbar war; der positive Pol war frei. Mehrfach habe ich hierbei ein stoßweises Ausschlagen des Galvanometers beobachtet,

sowohl wenn der Kohärer leitend, als auch wenn er nichtleitend wurde.

9. Vaselin; Lösungsmittel Petroläther; Verhältnis 1:1000. Die absolute Leitfähigkeit stellte sich infolge einiger Stöße mit dem Finger oder mit dem Bleistift auf den Tisch ein; die Nichtleitfähigkeit erfolgte schwerer; nach einigen Versuchen ging infolge des Abklopfens die absolute in die partielle über und erst nach weiterem Abklopfen sank das Galvanometer auf Null. Nach etwa zehn bis zwölf Beobachtungen war eine Ermüdung des Kohärers eingetreten; es mußten deshalb die Stifte näher aneinander geschraubt werden. Hierauf stellte sich aber durch Erschütterung zunächst nur die partielle Leitfähigkeit ein, welche durch nochmaliges Klopfen in die absolute überging; beim Abklopfen ging die absolute auf die partielle zurück und verschwand erst nach nochmaligem Abklopfen. Gar bald war wiederum eine Ermüdung des Kohärers eingetreten, und es mußten die Stifte näher geschraubt werden; hierauf stellte sich die Leitfähigkeit leicht ein, aber nur schwer war die Nichtleitfähigkeit zu erreichen. Unter dem Mikroskop zeigte sich am negativen Pol ein schwarzer Fleck; am positiven war nichts zu bemerken. —

Diese Beobachtungen, welche aus vielen Einzelbeobachtungen hervorgegangen sind und mehrfach wiederholt wurden, zeigen, obwohl sie unter sich große Unterschiede aufweisen, auf die es aber hier nicht ankommt, übereinstimmend, daß am negativen Pol eine Verkohlung stattgefunden hat. Zwar konnte bei Leinölfirnis und Terpentinöl eine Verkohlung nicht nachgewiesen werden, aber auch die Ergebnisse bei diesen beiden Dielektriken widersprechen nicht meiner Ansicht, da beim positiven Pol die Berührungsstelle blank geschabt war. Ein Unterschied findet sich aber gegen meine frühere Beobachtung insofern, als bei Rizinusöl sich am positiven Pol ein kleiner schwarzer Fleck zeigte, während die Kathode frei war. Um hierüber Klarheit zu erhalten, habe ich die Versuche mit Rizinusöl unter denselben Bedingungen wie bei den anderen Zwischenmedien wiederholt und teile sie hier mit.

10. Rizinusöl; Lösungsmittel Äther; Verhältnis 1:1000. Nach Näherschrauben der Stifte stellte sich die partielle Leitfähigkeit ein; aber meist nur die minimale, welche in Schwan-

kungen um den Nullpunkt bestand, selten die absolute, bei welcher jedoch die Nichtleitfähigkeit durch einen leichten Stoß zu erreichen war. Nach weiterem Näherschrauben stellten sich größere Ausschläge, bis zu 5 bis 6 cm ein, ohne daß meist eine konstante Leitfähigkeit eintrat. Das Abklopfen des Kohärers ging jetzt schwerer vonstatten. Nach mehreren Versuchen stellte sich auch wohl die absolute Leitfähigkeit stoßweise ein. Aber bald war eine Ermüdung des Kohärers eingetreten, so daß die Stifte abermals näher gestellt werden mußten. Aber auch jetzt gelang es nicht immer, die absolute Leitfähigkeit zu erhalten, sondern auch wohl nur die partielle. Die Nichtleitfähigkeit stellte sich durch Abklopfen immer schwerer ein. Nach einer längeren Pause sprach der Kohärer gut an, auch das Abklopfen ging leicht vonstatten.

Im allgemeinen trat hier von allen meinen Untersuchungen die Leitfähigkeit am unregelmäßigsten auf; die Ermüdung besonders dann, wenn mehrere Versuche schnell hintereinander angestellt waren, so daß die Stifte des Kohärers noch nicht zur Ruhe gekommen waren. Bei der mikroskopischen Untersuchung zeigte sich am negativen Pol ein schwarzer Fleck, während die Anode frei war.

Es zeigt also Rizinusöl dasselbe Verhalten, wie alle übrigen von mir untersuchten Zwischenmedien. Worin die Unstimmigkeit des früheren Resultates gegen mein jetziges liegt, vermag ich, da die früheren Untersuchungen unter ganz anderen Bedingungen ausgeführt waren, jetzt nicht zu erklären.

Wir erhalten also folgendes

Resultat:

1. Wenn die Leitfähigkeit eines Kohärers durch eine Erschütterung hervorgerufen wird, so vollzieht sich dieselbe in der Weise, daß einzelne Moleküle durch die entstehenden Schwingungen mechanisch einander so weit genähert werden, daß eine elektrische Ausgleichung an den Kohärerenden eine Verkohlung des Zwischenmediums herbeiführen kann.

2. Diese zunächst nur in einzelnen Punkten herbeigeführte Leitfähigkeit kann durch Erschüttern verloren

gehen, aber durch fortgesetzte Versuche kann die Verkohlung so stark werden, daß eine dauernde Leitfähigkeit sich einstellt.

3. Die Verkohlung zeigt sich am negativen Pol.

Damit erscheint mir die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers durch mechanische Erschütterungen aufgeklärt.

Dessau, im September 1908.

Über die Natrium-Emanation;

von G. Costanzo.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 23. Oktober 1908.)

(Vgl. oben S. 832.)

Im Hefte der „Nature“ vom 28. Mai d. J. berichtet Prof. CHARLES E. S. PHILLIPS [1]) über die Ergebnisse einiger seiner Untersuchungen, welche darauf gerichtet waren, die Existenz einer Emanation des metallischen Natriums nachzuweisen. Bei einigen Untersuchungen über die Kontaktpotentialdifferenz zwischen den alkalischen Metallen und dem Glase beobachtete er, daß ein frisch abgeschnittenes Stück Natrium ein Elektroskop schnell entlud. Bei weiterer Untersuchung der Erscheinung stellte PHILLIPS fest, daß der Effekt nur dann stattfand, wenn das Elektroskop negativ geladen war, während er für positive Ladungen gering oder gar nicht zu spüren war.

Weiter genügte ein Celluloidhäutchen, so dünn, daß die Interferenzfarben auftraten, um das Phänomen gänzlich zum Verschwinden zu bringen, woraus man schließen könnte, der Entladungseffekt wäre einem Dampfe zuzuschreiben. Solche Annahme war auch dadurch wahrscheinlich gemacht, daß ein Luftstrom, derart gerichtet, daß er den vermuteten Dampf von der Elektroskopplatte fortblies, die Entladung verhinderte.

PHILLIPS berichtet noch, daß nach Erwärmung bis zum Schmelzpunkte des Metalles jede Wirkung aufhörte, daß sie aber nach einigen Stunden wieder erschien.

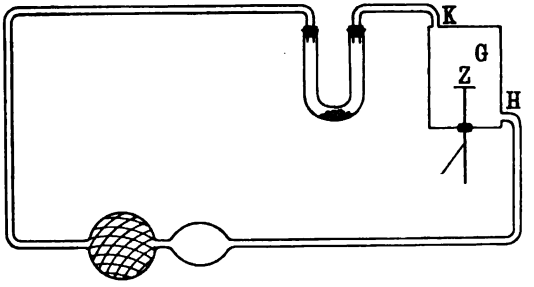
Da das Natrium als Trockenmittel in den Elektroskopen, besonders bei Radioaktivitätsuntersuchungen, benutzt wird, so unternahm ich einige messende Bestimmungen über die von PHILLIPS mitgeteilten Untersuchungen, hauptsächlich um zu sehen, bis zu welchem Grade die Versuche über elektrische Zerstreuungen bei Verwendung des Natriums als Trockenmittel beeinflußt werden könnten.

[1]) CHARLES E. S. PHILLIPS, Nature 78, 79, 1908

Obwohl die schnelle Oxydation der Oberfläche des Natriums die Existenz oder Nichtexistenz einer Emanation nicht verdecken kann, führte ich meine Versuche vorsichtshalber zuerst in einem inerten Gase aus. Als solches wählte ich Stickstoff, trocknete denselben mit konzentrierter Schwefelsäure und füllte damit das mit hermetischem Verschluß versehene Untersuchungsgefäß. Das Natrium befand sich, frisch abgeschnitten, in einer kleinen Glaskapsel auf der metallischen Platte, welche als Zerstreuungskörper diente. Dann benutzte ich die negative Ladung, weil die Emanation, nach PHILLIPS Behauptung, mit dieser erscheint.

Ich maß nun die vom Elektroskop im trockenen Stickstoff angegebene gewöhnliche elektrische Zerstreuung ohne Natrium; der Apparat zerstreute durchschnittlich 0,37 Volt in 5 Min. Bei Beschickung des Untersuchungsgefäßes mit einem (etwa 1 g)

Fig. 1.



Stück Natrium in der Stickstoffatmosphäre erfolgte eine durchschnittliche Zerstreuung von 0,33 Volt in 5 Min. Das Potential des Elektrometers lag bei diesen Versuchen zwischen 329 und 305 Volt.

Nach diesem ersten negativen Ergebnisse beschloß ich die Untersuchung anders zu gestalten, indem ich die oxydierende Wirkung der Luft zuließ, zugleich aber die Luftmenge, welche mit dem Natrium in Berührung kommen sollte, einschränkte. Von der Annahme ausgehend, daß eine Emanation wirklich existiere, transportierte ich dieselbe durch einen Luftstrom auf den Zerstreuungskörper des Elektrometers. Die Anordnung des Experimentes ist aus der Figur 1 ersichtlich.

Das Aluminiumblattelektroskop trug den Zerstreuungskörper *Z* von oxydiertem Messing, in dem metallischen Gefäß *G* einge-

schlossen, in Verbindung mit der Erde. Dies Gefäß, mit hermetischem Verschluß, war mit zwei Öffnungen, H und K, versehen, worin die zwei Enden eines Gummiballons mündeten. Dieser aspirierte die Luft des Gefäßes durch H und blies sie durch K wieder hinein, nachdem dieselbe über das in der U-Röhre enthaltene frisch geschnittene Natrium gegangen war. Um die Ladungszerstreuungsdifferenzen zu bestimmen, stellte ich drei Reihen Beobachtungen an:

1. Bestimmte ich den Ladungsabfall, welcher im Laufe von 30 Sek. von der Luftzirkulation erzeugt wurde, während welcher Zeit ich den Gummiballon 30 Aspirationen machen ließ. So erhielt ich den Wert der von mir sogenannten selbsterfolgenden Zerstreuung.

2. Bestimmte ich den Ladungsabfall nach demselben Verfahren, aber nachdem ich ein frisch geschnittenes Stückchen Natrium (1 g) in die U-Röhre hineingebracht hatte.

3. Machte ich die gleiche Beobachtung wie die vorige, nachdem ich aber eine doppelte Menge Natrium als bei dem Versuche 2 eingebracht hatte.

Die numerischen Resultate, zu denen ich gelangte, sind folgende:

Negative Ladung.

1. Durchschnittliche selbsterfolgende Zerstreuung in 30 Sek. = 0,25 Volt.

2. Zerstreuung in 30 Sek. mit 1 g Natrium:

1. Wert . . .	0,30 Volt	Mittelwert = 0,27 Volt.
2. „ . . .	0,30 „	
3. „ . . .	0,21 „	

3. Zerstreuung in 30 Sek. mit 2 g Natrium:

1. Wert . . .	0,25 Volt	Mittelwert = 0,25 Volt.
2. „ . . .	0,25 „	
3. „ . . .	0,24 „	

Positive Ladung.

1. Durchschnittliche selbsterfolgende Zerstreuung in 30 Sek. = 0,50 Volt.

2. Zerstreuung in 30 Sek. mit 1 g Natrium:

1. Wert . . .	0,36 Volt	Mittelwert = 0,37 Volt.
2. „ . . .	0,37 „	
3. „ . . .	0,37 „	

3. Zerstreuung in 30 Sek. mit 2 g Natrium:

1. Wert . . . 0,30 Volt
2. „ . . . 0,35 „
3. „ . . . 0,34 „

} Mittelwert = 0,33 Volt.

Diese Zahlen bestätigen meines Erachtens, anstatt die Existenz irgend einer Natriumemanation festzustellen, vielmehr seine Wirkung auf die Verminderung der selbsterfolgenden Zerstreuungen in den Elektroskopen. Diese Wirkung hängt, meine ich, davon ab, daß das Natrium die Tröpfchen des Wasserdampfes, welche sich auf den isolierenden Stützen kondensiert finden können, absorbiert. Das läßt sich besonders vermuten, wenn man die unter 3 aufgeführten Beobachtungen ansieht, aus denen sich ergibt, daß die Ladungszerstreuung, trotz der größeren Menge des verwendeten Natriums, einen kleineren Wert hat, als in den anderen beiden Reihen.

Eine kleine Zunahme in der Zerstreuung der negativen Ladung wäre aus den Beobachtungen der zweiten Reihe zu ersehen; da aber diese Zunahme so gering ist, daß sie nur in der zweiten Dezimalstelle auftritt, so kann sie für die reelle Existenz der Natriumemanation keinen vollgültigen Beweis liefern. Auch darf man aus den gewonnenen Resultaten nicht ein verschiedenes Verhalten der Zerstreuung für die beiden Arten Ladungen folgern. Nach alledem glaube ich, daß es wünschenswert ist, den von PHILLIPS beobachteten Effekt daraufhin eingehend zu untersuchen, ob er nicht eher besonderen Eigenschaften des von ihm benutzten Natriums zuzuschreiben sei; es könnte in der Tat auch vorkommen, daß dieses Verunreinigungen enthielt oder daß es zuvor Emanation absorbiert hätte.

Lissabon, Oktober 1908.

Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs;

von Rudolf Ladenburg und Stanislaw Loria.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908.)

(Vgl. oben S. 621.)

(Hierzu eine Tafel, die Fig. 2 und 3 enthaltend.)

Vor kurzem konnte der eine von uns[1]) selektive Absorption in einem mit Wasserstoff gefüllten kapillaren Geisslerrohr quantitativ messen, indem als Lichtquelle ein zweites Geisslerrohr benutzt wurde, welches in Serie mit dem ersten in den Sekundärkreis eines Induktoriums mit paralleler Leidener Flasche geschaltet war. Bei weiteren Röhren und bei niedrigem Wasserstoffdruck war es zur Erzielung genügend kräftiger Erregungen notwendig, ein enges, mit Wasserstoff von beinahe einer Atmosphäre Druck gefülltes Kapillarrohr in Serie vorzuschalten. Benutzte man zugleich das von diesem Rohr in Längsdurchsicht ausgehende Licht, das ein kontinuierliches Spektrum mit nur flachen Maximis in der Nähe der Wasserstofflinien liefert, als Lichtquelle und ließ es das weitere Rohr durchsetzen, so sah man bei genügender Dispersion im kontinuierlichen Spektrum dunkle Absorptionslinien an Stelle der bekannten roten und blaugrünen Wasserstofflinie.

In Analogie zu den Erscheinungen in einer Natriumflamme muß man erwarten, daß in unmittelbarer Nähe dieser Absorptionslinien die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs von der des nichtleuchtenden abweicht und einen anormalen Verlauf nimmt[2]). Um diese Konsequenz zu prüfen, haben wir uns eines Jamin schen Interferentialrefraktors bedient (s. Fig. 1). K ist jenes enge, stark leuchtende Kapillarrohr, B eine Blende, die sich im Brennpunkt der Linse L_1 befindet. Das nahezu parallel gemachte

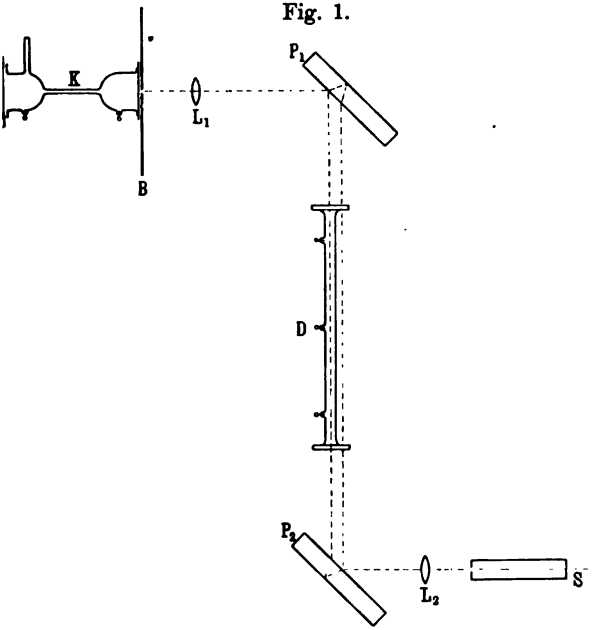
---

[1]) Rudolf Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 550, 1908.

[2]) Eine derartige Erscheinung hat bereits J. Lilienfeld (Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 637, 1906) gesucht, ohne jedoch ein positives Resultat zu erhalten; unserer Ansicht nach lag dies einerseits an der nicht genügend empfindlichen optischen Versuchsanordnung und andererseits an ungeeigneten elektrischen Erregungsbedingungen.

Licht wird nun an der ersten Platte P_1 in zwei Teile zerlegt, von denen der eine ein wenige Millimeter weites (mit der Pumpe verblasenes) Geisslerrohr D durchsetzt, der andere nur die beiden planparallelen Glasplatten, die diesem Rohr als Verschluß dienen. Die wiedervereinigten beiden Strahlen werden mittels der Linse L_2 auf den vertikalen Spalt eines Spektralapparats konzentriert. Bei geeigneter Stellung („Nullstellung") der

Fig. 1.



Platten $P_1 P_2$ sieht man das kontinuierliche Spektrum von horizontalen Interferenzstreifen durchzogen, die bei nicht erregtem Rohre D vollständig kontinuierlich verlaufen und nach dem violetten Ende des Spektrums hin konvergieren[1]). Diese Interferenzstreifen zeigen direkt den Verlauf des Brechungsexponenten mit der Wellenlänge und sind deshalb ein sehr empfindliches Reagens auf geringe diskontinuierliche Änderungen desselben. Erregt man nun bei einem Wasserstoffdruck von 3 bis 4 mm Hg das Rohr D, das wieder in Serie zu K mit paralleler Leidener Flasche geschaltet

[1]) L. Puccianti, Cim. (5) 2, 257, 1901.

ist, so sieht man in der Tat zu beiden Seiten der roten Wasserstofflinie eine plötzliche Verzerrung der Interferenzstreifen, wie sie in Fig. 2 dargestellt ist. Die Maxima sind zu beiden Seiten der Wasserstofflinie nach entgegengesetzten Richtungen abgebogen und zwar auf der violetten Seite (rechts) „nach oben", auf der roten Seite umgekehrt. Man kann sich leicht davon überzeugen, daß die Richtung der Ablenkung rechts eine Abnahme, links eine Zunahme des Brechungsexponenten bedeutet. Dies ist der bekannte Verlauf der Dispersion in der Nähe eines Absorptionsstreifens. Der eigentlich „anomale" Teil der Dispersionskurve innerhalb der Absorptionslinie ist nicht sichtbar. Auch erscheint die letztere nicht als dunkle Linie, da der eine der zur Interferenz kommenden Strahlen das Absorptionsrohr D nicht durchlaufen hat. Dadurch sieht es unter den Versuchsbedingungen der Fig. 2 so aus, als ob der abgebogene Interferenzstreifen in den nach unten folgenden überginge, während in Wahrheit als Fortsetzung des nach unten gebogenen Minimums das durch das Maximum getrennte obere Minimum anzusehen ist. Benutzten wir nämlich als Absorptionsrohr statt des 23 cm langen Rohres D ein solches von 81 cm, so erschienen die Interferenzstreifen viel stärker abgebogen (vgl. Fig. 3), so daß zwei aufeinanderfolgende Streifen in der Tat nicht mehr zusammenhingen. Jedoch waren jetzt die Streifen wohl infolge der stärkeren Absorption in dem langen Rohr viel weniger scharf, als beim kurzen Rohr; auch war die ganze Erscheinung lichtschwächer und undeutlicher und zitterte häufig hin und her, da die JAMINschen Spiegel getrennt voneinander montiert werden mußten; deshalb haben wir quantitative Messungen nur mit kurzem Rohr (in dem in Fig. 2 dargestellten Falle) ausführen können.

Die verschiedenen Theorien der Dispersion führen in dem vorliegenden Falle eines isolierten schwachen Absorptionsstreifens unter einigen Vernachlässigungen, die wir weiter unten noch besprechen werden, auf dieselben Gleichungen, wie sie z. B. VOIGT in seinem Buche über Magneto- und Elektro-Optik, S. 114, ableitet. Wir wollen uns im folgenden seiner Bezeichnungsweise anschließen. Die betreffenden Gleichungen, die den Brechungs- und Extinktionsindex als Funktion der Schwingungszahl darstellen, lauten:

Fig. 2

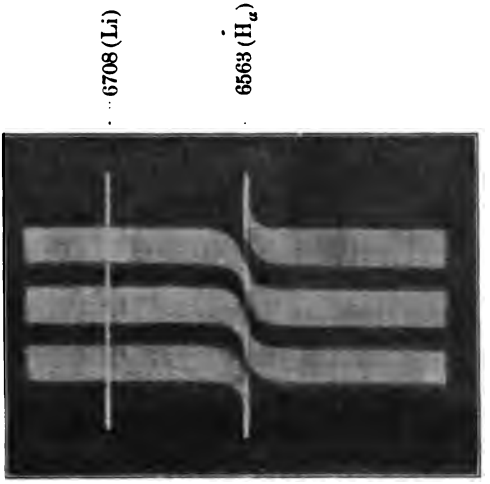
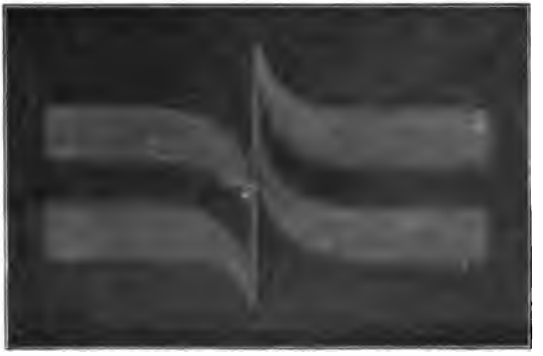


Fig. 3.



Verhandlungen d. Deutsch. Physikal. Ges. 1908.
Art. Ladenburg und Loria.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

$$n - n_0 = -M\frac{\Delta}{\Delta^2+1} \qquad 1\,a)$$

$$nk = \frac{M}{\Delta^2+1} \qquad 1\,b)$$

wobei

$$M = \frac{\varrho}{2\,n_0\,\nu_0\,\nu'} \qquad \nu' = \frac{h}{m} \qquad \Delta = \frac{2\,\mu}{\nu'}$$

$$\varrho = 4\,\pi\,\mathfrak{N}\,e^2/m$$

$$\mu = \nu - \nu_0$$

ist und die Buchstaben folgende Bedeutung haben:

n ist der Brechungsindex für die Frequenz ν,

n_0 ist der als merklich konstant angenommene Brechungsindex, der in dem betrachteten Bereiche um die Frequenz ν_0 der einen Elektronenart herrschen würde, wenn diese nicht vorhanden wäre,

e die Ladung eines Elektrons,

m die Masse eines Elektrons,

$\mathfrak{N}$ die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit,

h die Dämpfungskraft, die durch die Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + h\frac{dx}{dt} + kx = eX \qquad 2)$$

gegeben ist (X die äußere Kraft),

k schließlich ist der Extinktionskoeffizient[1]), der durch das Absorptionsgesetz

$$J = J_0 . e^{-\frac{4\,\pi\,n\,k}{\lambda_0}} \qquad 3)$$

(J eindringende, J_0 durchgelassene Lichtintensität, $\lambda_0 = \frac{2\,\pi\,c}{\nu_0}$) definiert ist.

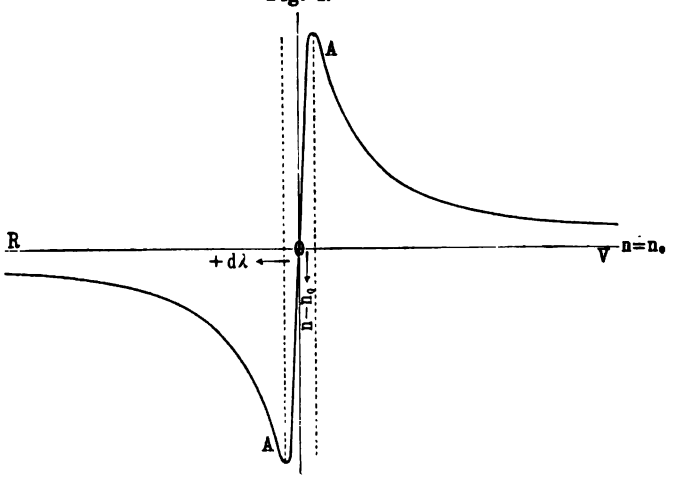
Der Verlauf von n in der Umgebung des Absorptionsstreifens ist entsprechend der Gl. 1 a) als Funktion der Wellenlänge in Fig. 4 dargestellt, indem für M ein beliebiger Wert benutzt ist. — Wie aus Gleichung 1 a) hervorgeht, sollte dieser Verlauf, abgesehen von den Dimensionen der Koordinaten, in der Nähe jeder Absorptionslinie derselbe sein; die von uns beobachteten, abge-

[1]) Vgl. Kaysers Definitionen in Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. VI, S. 740.

lenkten Interferenzstreifen stellen nun direkt den Verlauf von n als Funktion der Wellenlänge dar und liefern dadurch einen bequemen Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Leider haben wir nur sehr kleine Photographien dieser anomalen Dispersion an der roten Wasserstofflinie ausführen können — einerseits wegen der Lichtschwäche und der kleinen Dimensionen der Erscheinung, andererseits, weil häufige Schwankungen des Bildes keine längere Exposition erlaubten —, so daß wir die Photographien hier nicht direkt reproduzieren können. Jedoch

Fig. 4.



haben wir die quantitativen Verhältnisse mittels geeigneter Okularmikrometer im Spektrometerfernrohr direkt ausgemessen und dann nach diesen Messungen die folgenden Berechnungen ausgeführt und an der Hand jener kleinen Photographien obige Zeichnung (Fig. 2) angefertigt.

Diese beobachtete „Dispersionskurve“ gibt nur den annähernd geradlinigen Verlauf von n kurz vor seinem Maximal- bzw. Minimalwert wieder, da der Verlauf innerhalb des Absorptionsstreifens und die asymptotische Annäherung an n_0 nicht sichtbar sind. Daß aber n außerhalb der plötzlichen Knicke der Interferenzstreifen nicht genau den ursprünglichen Wert n_0 hat, war durch scharfe Einstellung des Okularfadens auf den Rand eines Maximums deutlich zu erkennen: beim Einschalten des Rohres D

(Fig. 1) rückte der in der Fig. 2 links von der Absorptionslinie befindliche Teil ein wenig nach „unten", der rechts befindliche nach „oben".

Fig. 3 stellt einen größeren Teil der Dispersionskurve dar, und der Rand zwischen einem Maximum und Minimum z. B. verläuft sehr ähnlich der theoretischen Kurve, doch ist diese Figur aus den oben erwähnten Gründen quantitativ nicht zu verwerten.

Was die Ausmessung der Erscheinung bei kurzem Rohr (Fig. 2) betrifft, so sind die Abszissen aus der Dispersion des benutzten Prismas gegeben und die Ordinaten durch die Tatsache, daß eine Verschiebung um eine ganze Streifenbreite einer Änderung des Brechungsexponenten um $\frac{\lambda}{l}$ entspricht, wenn λ die betreffende Wellenlänge, l die Länge des leuchtenden Teiles des Rohres D (in unserem Falle 23,3 cm) bezeichnet[1]).

Wir haben nun erstens die Ablenkung (Ordinate) desjenigen Punktes gemessen, in dem sich der ziemlich scharfe Rand zwischen Maximum und Minimum mit dem der Emissionslinie (H_α) schneidet, und unter den oben beschriebenen Bedingungen Werte erhalten, die einer Änderung des Brechungsexponenten um sechs bis neun Einheiten der siebenten Dezimale entsprechen[2]). Als Abszisse dieses Punktes ist offenbar die halbe scheinbare „Breite" der Emissionslinie einzusetzen, die freilich bei der hier verwandten Dispersion noch als scharfe Linie erschien und nicht aufgelöst werden konnte. Bei größerer Dispersion erhielten wir, indem wir auf die Grenze zwischen „wesentlich hell" „wesentlich dunkel"[3]) einstellten, unter denselben Druck- und Stromverhältnissen Werte, die zwischen 2 und 3 Å lagen. Zweitens haben wir den Winkel bestimmt, den der sehr angenähert geradlinig verlaufende Teil des abgelenkten Interferenzstreifens in der Nähe der Emissionslinie mit der Richtung n_0 einschließt. Die Tangente dieses Winkels haben wir bis

[1]) Aus diesem Grunde sind alle Ordinaten der Kurven der Fig. 3 relativ zur Streifenbreite größer als die entsprechenden der Fig. 2; andererseits konnten wir durch Anwendung größerer Dispersion die Abszissen der beobachteten Ablenkungen bei konstanten Ordinaten vergrößern.

[2]) Der absolute Brechungsexponent des nichtleuchtenden Wasserstoffs beträgt unter den verwendeten Verhältnissen 1,00000068.

[3]) Vgl. L. Geiger, Ann. d. Phys. (4) 23, 790, 1907.

auf einen Faktor C als identisch betrachtet mit der Tangente an die n-Kurve (Fig. 4) im Inflexionspunkte A oder A'. In diesen Punkten erhält man als Wert der geometrischen Tangente durch Differentiation der Gl. 1 a) den Ausdruck

$$\left(\frac{d(n-n_0)}{d\lambda}\right)_A = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\left(\frac{d(n-n_0)}{d\mu}\right)_A = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\cdot\frac{M}{4\nu'} = C.\operatorname{tg}\alpha \qquad 4)$$

Der konstante Faktor C, der von den Dimensionen des verwendeten Spektrometers usw. abhängt, mußte experimentell ausgewertet werden. Betrachtet man das Viereck, welches von entsprechenden Rändern der roten Lithium- und Wasserstofflinie einerseits und zweier unabgelenkter Interferenzmaxima andererseits gebildet wird (vgl. Fig. 2), so gilt für den Winkel β der Diagonale dieses Vierecks mit der Richtung der unabgelenkten Interferenzstreifen die Beziehung

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{1}{C}\cdot\frac{\lambda_0}{l}\cdot\frac{1}{\lambda_{Li}-\lambda_0}. \qquad 5)$$

Für α erhielten wir $74{,}8^0 \pm 2$, für β $25{,}8^0 \pm 2$.

Aus diesen Messungen ergibt sich mittels der Gl. 1) bzw. 4) und 5)

$$\nu' = 1{,}1 \cdot 10^{12} \qquad 6)$$

(die extremsten erhaltenen Werte betragen 0,7 bzw. $1{,}5 \cdot 10^{12}$) und

$$M = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$$

(mit entsprechenden Grenzwerten). Der Wert von M ist (vgl. VOIGT, l. c.) identisch mit dem Maximalwert der Größe nk in dem betreffenden Absorptionsstreifen. Bezeichnet man die Größe

$$a = 4\pi\frac{nk}{\lambda_0}$$

als Absorptionskonstante, so folgt aus obigen Messungen für ihren Maximalwert 0,28. Wir haben den Mittelwert dieser Größe im Gebiete der Emissionslinie analog den oben zitierten Messungen des einen von uns in demselben Rohre D bestimmt und entsprechend einem Absorptionsvermögen von 79 Proz. in einer Wasserstoffschicht von 11,6 cm Länge $a = 0{,}13$ erhalten.

Ein derartiger Wert wurde bei den früheren Messungen bei etwa dem zehnfachen Druck gefunden; die hier erhaltene, so viel

stärkere Absorption scheint durch das Vorschalten der Kapillaren K (Fig. 1) hervorgerufen.

Von theoretischem Interesse ist ferner der Wert des Ausdrucks $\frac{\varrho}{\nu_0 \nu'}$, da ihn die Theorie als klein gegen n_0^2, also praktisch als klein gegen 1 voraussetzt. Aus den obigen Zahlen ergibt sich

$$\frac{\varrho}{\nu_0 \nu'} = 2 M n_0 = 3 . 16^{-6},$$

woraus die Zulässigkeit der Vernachlässigung erwiesen ist. Ebenso zeigt sich, daß die in der allgemeinen DRUDEschen Theorie gegen die PLANCKsche gemachte Vernachlässigung[1]) $\nu^2 - \nu_0^2$ groß gegen $^4/_3 \pi \mathfrak{N} e^2/m$, hier unbedenklich ist, da sie nur verlangt, daß das betrachtete Intervall $\lambda_0 - \lambda$ groß ist gegen $3 . 10^{-14}$ cm, d. h. gegen drei Milliontel Ångströmeinheiten.

Auch die Anzahl Elektronen pro Cubikcentimeter läßt sich aus den erhaltenen Werten mittels der Gleichungen 1) schätzen, falls man für e und e/m die bei Kathodenstrahlen gefundenen Werte benutzt; wir finden $\mathfrak{N} = 4 . 10^{12}$, während die Anzahl Moleküle Wasserstoff, die bei den betr. Versuchsbedingungen und Zimmertemperatur in der Volumeinheit vorhanden, sich nach der kinetischen Theorie zu $2 . 10^{17}$ berechnen, d. h. auf rund 50 000 Moleküle entfällt ein „Dispersionselektron". Aus den magnetorotatorischen Versuchen von HALLO[2]) und GEIGER[3]) an Natriumdampf wird dasselbe Verhältnis auf etwa 200 : 1 geschätzt.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich alle auf die rote Wasserstofflinie bei einem Quecksilberdruck von 4 mm. Dieser erwies sich unter den benutzten Verhältnissen am günstigsten: höherer Druck vergrößert zwar die Absorption, würde also auch die Dispersion deutlicher hervortreten lassen; allein die Röhre D wurde dann nicht mehr vollständig mit Licht gefüllt und die in ihr stattfindende Absorption ließ die Interferenzen der Lichtquelle unscharf erscheinen. Bei niedrigeren Drucken zog sich die Erscheinung auf ein immer engeres Gebiet zusammen, so daß quantitative Messungen nicht mehr ausgeführt werden konnten.

---

[1]) Vgl. L. NATHANSON, Bull. de l'Ac. de Crac. Apr. 1907, S. 327.
[2]) J. J. HALLO, Diss. Amst. 1902. Arch. Neerl. (2) 10, 148, 1905.
[3]) l. c.

An der blaugrünen Wasserstofflinie konnten wir bei der angängigen Belastung des Induktoriums keine anomale Dispersion mit Sicherheit nachweisen. Daß die anomale Dispersion hier weit geringer als an der roten Wasserstofflinie ist, wurde durch Absorptionsmessungen bestätigt, die für den Mittelwert der Absorptionskonstante im Gebiete der Emissionslinie nur ein Sechstel von dem bei H_α gefundenen Werte lieferte[1]).

Jedenfalls ist aber durch die beschriebenen Versuche die Tatsache der anomalen Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs nachgewiesen. Zur theoretischen Darstellung seiner Dispersion muß man also neben der einen Gattung von „Dispersionselektronen" des nicht leuchtenden Wasserstoffs im Ultraviolett neue „Dispersionselektronen" einführen, als deren Frequenz man die von H_α und daneben vielleicht die der anderen Linien der sogenannten ersten Nebenserie des Wasserstoffs anzusehen hat, da dieselben nach den bisherigen Erfahrungen sich in jeder Beziehung ähnlich zu verhalten scheinen.

Schließlich möchten wir auch an dieser Stelle dem Direktor des Physikalischen Instituts zu Breslau, Herrn Professor O. Lummer, unsern aufrichtigen Dank sagen für die liebenswürdige Überlassung aller zur Ausführung der beschriebenen Versuche notwendigen Apparate.

---

[1]) Die Juliussche Sonnentheorie, die ja in einer großen Zahl spektroskopischer Erscheinungen auf der Sonne die Wirkung anomaler Dispersion, speziell von leuchtendem Wasserstoff, sieht, setzt voraus, daß die anomale Dispersion an der roten Wasserstofflinie von annähernd derselben Größe ist wie an der blaugrünen.

Breslau, Physik. Inst. d. Univ., Oktober 1908.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Erdströme

im Deutschen Reichstelegraphengebiet

und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen.

Auf Veranlassung und mit Unterstützung des Reichs-Postamts sowie mit Unterstützung der Königlich preussischen Akademie der Wissenschaften

im Auftrage des Erdstrom-Comités des Elektrotechnischen Vereins

bearbeitet und herausgegeben von

Dr. B. Weinstein,

Kaiserlicher Regierungsrath und Universitäts-Professor.

Mit einem Atlas, enthaltend 19 lithographirte Tafeln. gr. 8. Preis geh. 4 ℳ

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Thermodynamik

und

Kinetik der Körper

von

Professor Dr. B. Weinstein.

Erster Band. Allgemeine Thermodynamik und Kinetik und Theorie der idealen und wirklichen Gase und Dämpfe. Mit eingedruckten Abbildungen. gr. 8. (XVIII u. 484 Seiten.) Preis geh. ℳ 12.—.

Zweiter Band. Absolute Temperatur. — Die Flüssigkeiten. — Die festen Körper. — Thermodynamische Statik und Kinetik. — Die (nicht verdünnten) Lösungen. (XVIII und 586 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 16.—.

Dritter Band, 1. Halbband. Die verdünnten Lösungen. — Die Dissociation. — Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus. (Erster Teil.) (XVI und 464 Seiten.) gr. 8. Preis geh. ℳ 12.—.

Dritter Band, 2. Halbband. Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus. (Zweiter Teil.) — Elektrochemie. gr. 8. Preis geh. ℳ 24.—.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Physikalisches Spielbuch
für die Jugend.

Zugleich eine leichtfaßliche Anleitung zu selbständigem Experimentieren und fröhlichem Nachdenken

von

Dr. B. Donath.

Zweite vermehrte und verbesserte Auflage.

Mit 166 eingedruckten Abbildungen.

Preis geheftet 5 Mark, gebunden 6 Mark.

In verhältnismäßig kurzer Zeit ist eine neue Auflage des „Physikalischen Spielbuches" notwendig geworden. Der Gedanke, nach Pestalozzischer Art auch auf dem Gebiete exakter Wissenschaft spielend zu belehren und zum fröhlichen Nachdenken und verständnisvollen Betrachten der Naturerscheinungen anzuregen, hat sich als überaus glücklich erwiesen und ist von allen Seiten mit Freude begrüßt worden. Die neue Auflage hat, trotz einer weitgehenden Durcharbeitung und Erweiterung des Stoffes, an diesem Prinzip nichts geändert. An der Hand sehr einfacher und unterhaltender Versuche wird der junge Leser in die Grundlagen der Physik eingeführt und über den Zusammenhang der Erscheinungsformen belehrt. Auch werden die dem jungen Gehirn erfahrungsgemäß entgegentretenden Schwierigkeiten keineswegs umgangen, sondern vielmehr aufgesucht und soweit als möglich beseitigt. Als Vorbereitung für den ernsteren Schulunterricht ist das liebenswürdig plaudernde, in seinem Kern aber durchaus wissenschaftliche Buch daher ganz besonders zu empfehlen. Hinsichtlich des Alters sowie des Bildungsganges werden dem jungen Leser keine Beschränkungen auferlegt; auch der Erwachsene dürfte das „Physikalische Spielbuch" in seinen Mußestunden gern einmal zur Hand nehmen. Das stattliche Werkchen ist in überaus gediegener Weise ausgestattet und als Geschenkbuch für die deutsche Jugend, sowie für alle Bibliotheken, ganz hervorragend geeignet.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

Jahrg. 6 *Heft 22*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

1. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.** Bericht über die Sitzung vom 6. November 1908. S. 867. — G. J. Elias, Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. November 1908.) S. 869. — E. Gerland, Bemerkung zu E. Jacobs' das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe behandelnder Mitteilung. (Vorgelegt in der Sitzung vom 6. November 1908.) S. 877. — I. Traube, Der Haftdruck. Beitrag zur Theorie der Lösungen. S. 880. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 399. — II. Akustik. S. 402. — III. Physikalische Chemie. S. 402. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 404. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 409. — VI. Wärme. S. 411. — VII. Kosmische Physik. S. 413.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** - **HAMBURG.**

Max Kohl ❀ **Chemnitz i. S.**

Werkstätten für Präzisions-Mechanik

liefert als Spezialität:

Komplette Einrichtungen f. physikalische und chemische Laboratorien.

Physikalische und chemische Apparate und Gerätschaften.

Elektrotechnische Abteilung.

Notis: Außer den in meinem Etablissement vorhandenen modern eingerichteten **Mechaniker-Werkstätten** habe ich auch eigene **Dampftischlerei, Holz-, Metall-** und **Fein-Lackiererei, Klempnerei, Schlosserei, 2 Präzisions-Teilmaschinen** usw. in meiner Fabrik und bin deshalb in der Lage, alle vorkommenden Arbeiten durch mein eigenes Personal ausführen zu lassen. Meine Herren Abnehmer haben dadurch Gewähr, zu mäßigen Preisen solid ausgeführte Apparate zu erhalten, bei deren Konstruktion stets die neuesten auf dem Gebiete der Wissenschaft gemachten Fortschritte Berücksichtigung finden! 350 Arbeiter, 40 Beamte, 9600 qm Arbeitsfläche.

Einrichtungen kompl. Röntgenkabinette mit Funkeninduktoren aller Größen und für jede Betriebsart. (Die Kohl'schen Funkeninduktoren werden allseitig als die preiswertesten und leistungsfähigsten anerkannt.)

Neu! Demonstrations-Apparat für Fernphotographie nach Prof. Dr. Arthur Korn, München.

Neu! Experimentier-Schalttafeln für die kleinsten und größten Stromentnahmen aus dem Leitungsnetze städtischer Zentralen. Man verlange Spezial-Prospekt.

Preislisten mit ausführlichen Beschreibungen, Referenzen usw. kostenfrei.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Leitfaden der Wetterkunde.

Gemeinverständlich bearbeitet

von **Dr. R. Börnstein,**

Professor an der Königl. landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin.

Zweite Auflage. Mit 61 Abb. u. 22 Taf. gr. 8. Preis geh. 6 ℳ, geb. 6,80 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 30. November 1908. Nr. 22.

Sitzung vom 6. November 1908.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **I. Traube** berichtet über den

Haftdruck. Beitrag zur Theorie der Lösungen.

Ferner spricht Hr. **F. Dolezalek** über die

Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende beiden Mitteilungen vor:

1. von Hrn. **E. Gerland:** Bemerkung zu E. Jacobs' das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe behandelnder Mitteilung.
2. von Hrn. **G. J. Elias:** Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. A. EUCKEN, Berlin NW 7, Bunsenstr. 1.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. NERNST.)

Hr. Prof. P. LEBEDEW, Moskau.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. Dr. M. BORN, Breslau, Zimmerstr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. J. FRANCK.)

Hr. Dr. GUSTAV RÜMELIN, Assistent am Physikalischen Institut zu Freiburg i. B.

Hr. HERMANN v. DECHEND, desgl.

Hr. ODO TAUERN, Freiburg i. B., Physikalisches Institut der Universität.
(Alle drei vorgeschlagen durch Hrn. F. HIMSTEDT.)

Hr. Prof. Dr. EUGEN KLUPATHY, Budapest, Esterhazy-Gasse 3, Physikalisches Institut.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Hr. FR. KLINGELFUSS, Basel.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. stud. phil. G. HERTZ, Charlottenburg 2, Schlüterstr. 63.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. WESTPHAL.)

Hr. Oberlehrer Dr. KRÜSS, Hilfsarbeiter im Kultusministerium, Berlin W 64, Wilhelmstr. 68.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. ASSMANN.)

Hr. Dr. R. STEINHEIL, München, Theresienhöhe 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ERFLE.)

Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation;

von G. J. Elias.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. November 1908.)

(Vgl. oben S. 867.)

Die Resultate der Untersuchungen von SCHMAUS über etwaige Anomalien der magnetischen Rotationspolarisation in der Nähe von Absorptionsbanden sind durch BATES, unter Hinweis auf eine Fehlerquelle, in Frage gestellt; da Versuche WOODS mir nicht gründlich genug auf die Sache einzugehen schienen, habe ich schon im Sommer 1906 angefangen, mich mit diesen Erscheinungen zu beschäftigen, und fand damals bereits beträchtliche Anomalien [1]). Bei diesen Versuchen, die nach der Halbschattenmethode ausgeführt wurden, stellte es sich heraus, daß es unbedingt erforderlich ist, mit möglichst intensivem, homogenem Lichte, und mit möglichst kleinen Intervallen der Wellenlänge zu arbeiten; ich mußte daher die damals angefangenen Versuche aufschieben, bis ich über einen Apparat verfügen konnte, der jenen Anforderungen genügte. Der von der Firma ZEISS ausgeführte Bau eines sehr lichtstarken Autokollimations-Spektralapparates, dessen vorläufige Beschreibung erschienen ist [2]), hat außerordentlich viel Zeit erfordert, so daß ich erst im Sommer 1908 die Versuche wieder aufnehmen konnte.

In der Zwischenzeit waren noch Arbeiten von WOOD [3]) und J. BECQUEREL [4]) über diesen Gegenstand erschienen. Die WOOD-schen Versuche habe ich schon an anderer Stelle kritisch besprochen [5]).

Was die beiden eleganten, mehr demonstrativen, BECQUEREL-schen Methoden anbelangt, so scheint mir diejenige mit dem

[1]) G. J. ELIAS, Phys. ZS. 7, 931, 1906, wo auch weitere Literaturzusammenstellung zu finden ist.

[2]) H. DU BOIS, G. J. ELIAS u. F. LÖWE, Versl. Amsterd. 16, 744, 1908.

[3]) R. W. WOOD, Phys. ZS. 9, 148, 1908.

[4]) J. BECQUEREL, Phil. Mag. (6) 16, 156, 1908; Phys. ZS. 8, 641, 1907.

[5]) G. J. ELIAS, Phys. ZS. 9, 855, 1908.

BABINETschen Kompensator schon deswegen keine genauen Resultate ergeben zu können, weil es in der Nähe der Absorptionsbanden unmöglich sein dürfte, den genauen Verlauf des schwarzen Horizontalbalkens zu verfolgen, besonders bei eng zusammenliegenden Banden Außerdem werden die Intensitätsverhältnisse mehr oder weniger beeinflußt vom zirkularen Dichroismus, der auch elliptische Polarisation veranlaßt.

Die zweite BECQUERELsche Methode, diejenige mit dem Kalkspatrhomboeder, läßt sich wohl überhaupt nicht für messende Versuche verwerten, weil es dabei zu sehr auf die subjektive Beurteilung von Intensitätsunterschieden ankommt.

Ganz frei von diesen Fehlerquellen ist die einfache und direkte Halbschattenmethode, die ich auch bei den jetzt vorliegenden Versuchen wieder durchweg benutzt habe. Nur in dem Falle, daß die Präparate undurchsichtig sind, oder bei ganz feinen Banden (was freilich bei den BECQUERELschen Versuchen wohl öfters der Fall war) wird diese Methode vermutlich versagen.

Als Lichtquelle benutzte ich die Sonne. Das mit dem Öffnungsverhältnis 1 : 4 einfallende Licht wurde von dem obengenannten Spektralapparat — Brennweite 260 mm, Dispersion des Prismensystems C bis F etwa $24^1/_2{}^0$, theoretisches Auflösungsvermögen 65 000 — spektral zerlegt und dessen Austrittsspalt als eigentliche monochromatische Lichtquelle benutzt. Dadurch war es möglich, eine Homogenität des Lichtes zu erreichen von etwa 0,15 bis 0,2 $\mu\mu$ für eine mittlere Wellenlänge; im Blau konnte sogar, bei nicht allzu starker Absorption, eine Homogenität innerhalb 0,07 $\mu\mu$ erzielt werden. Die Intervalle der Wellenlängen wurden in vielen Fällen kleiner als 0,1 $\mu\mu$ genommen. Als Halbschattenwinkel wurde meistens 2^0 gewählt, in einzelnen Fällen, bei sehr starker Absorption, oder elliptischer Polarisation, die bisweilen recht störend war, bis zu 4^0. Zur Erzeugung des magnetischen Feldes diente ein großer DU BOISscher Ringelektromagnet; die Feldstärken variierten zwischen etwa 8 und 24 Kilogauss; die Polabstände zwischen 5,5 und 13 mm. Betreffs weiterer Einzelheiten des Strahlenganges usw. muß ich mich mit einem Hinweise auf eine später erscheinende ausführliche Publikation begnügen.

Von den vier ungeraden Reihen ausgesprochen paramagnetischer Elemente, welche in einer Arbeit über den Einfluß von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren [1]) unterschieden wurden, gelangten hier wieder mehrere Verbindungen zur Untersuchung.

Von der ersten paramagnetischen Reihe wurde vorläufig nur flüssige Luft untersucht. Versuche mit flüssigem Sauerstoff sind in Vorbereitung.

Von der dritten Reihe kämen zuerst die Chromverbindungen in Betracht, doch wäre ihre Untersuchung mit erheblichen Schwierigkeiten verknüpft, weil ihre Absorptionsbanden erheblich weit im Rot liegen, wo Lichtintensität und Dispersion beträchtlich geringer sind; außerdem gab der untersuchte künstliche Rubin keine vollständige Auslöschung in der Achsenrichtung (vielleicht wäre der natürliche von diesem Fehler frei), während der Smaragd zu undurchsichtig war. Vorläufig habe ich die Chromverbindungen daher noch nicht untersucht, hoffe aber später hierauf zurückzukommen.

Weiter gelangten eine wässerige Lösung von Kaliumpermanganat und eine blaue (salzsaure) von Kobaltochlorid zur Untersuchung. Ferrichlorid erwies sich überhaupt als sehr stark absorbierend, auch wenn die Banden nur schwach sichtbar sind; hierauf gedenke ich ebenfalls zurückzukommen.

Hauptsächlich habe ich mich aber beschäftigt mit der fünften Reihe, den seltenen Erdmetallen, da hier die Effekte ganz enorme sind, und diese Elemente auch in betreff des ZEEMAN-Effektes eine sehr interessante Stellung einnehmen [2]). Hiervon wurden untersucht wässerige Lösungen der Nitrate von Praseodym, Neodym, Samarium und Erbium, in verschiedenen Konzentrationen und bei verschiedenen Feldstärken, ferner die amorphen, festen Nitrate von Neodym, Samarium und Erbium, dann Didymgläser, schließlich das hexagonal kristallisierte Neodym-Mangannitrat. Die festen Präparate wurden sowohl bei Zimmertemperatur als in flüssiger Luft untersucht; zwecks dieser letzteren

[1]) H. DU BOIS und G. J. ELIAS, Ann. d. Phys. (4) 27, 233, 1908.
[2]) l. c. S. 262.

Messung wurde ein Vakuumgefäß von 12 mm äußerem Durchmesser zwischen die Pole des Magnets aufgestellt.

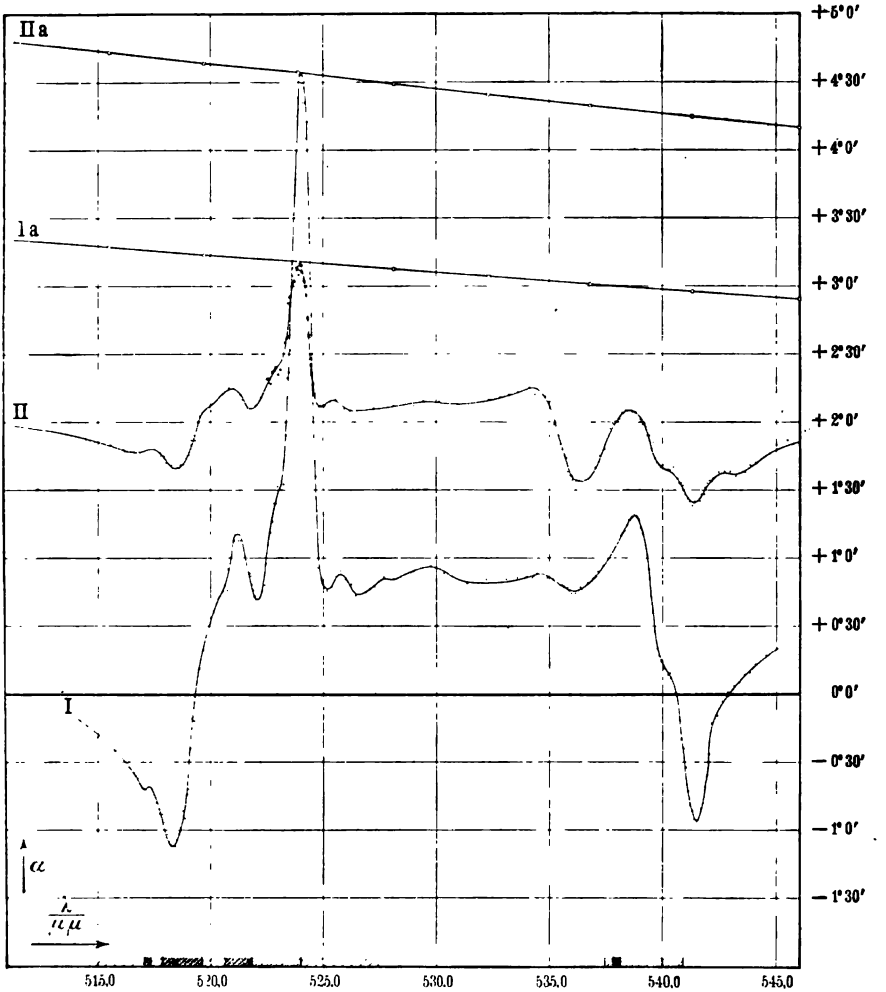
Auf die Beobachtung von Salzlösungen in Alkohol oder anderen Lösungsmitteln bei der Temperatur der flüssigen Luft mußte verzichtet werden; diese Präparate wurden nämlich alle undurchsichtig, entweder durch das Auftreten einer großen Anzahl von Rissen oder durch Kristallisation beim Erstarren. Ebenso mußte von festen Lösungen in Borax Abstand genommen werden, weil diese sich als accidentell doppeltbrechend erwiesen. Das zur Verfügung stehende Erbiumglas enthielt zuviel Blasen, wodurch zu starke Depolarisation auftrat. Das einfache monoklin kristallisierte Neodymnitrat, in der Richtung der einen der optischen Achsen durchleuchtet, konnte wegen der sehr starken Doppelbrechung, wodurch die Öffnung des Lichtbüschels sogar bei einer Dicke des Präparates von nur 1,5 mm zu klein hätte sein müssen, um noch eine genügende Lichtintensität zu erreichen, ebensowenig untersucht werden[1]). Auch ist es überhaupt sehr schwer, von den seltenen Erden, besonders von den Yttererden, gute Kristalle, die außerdem noch der Achse nach gelagert sein müssen, zu bekommen. Auch die Untersuchung zu dieser Gruppe gehörender natürlicher Kristalle (Bastnäsit, Tysonit, Hussakit, Xenotim usw.) würde sich nach dieser Methode sehr schwer gestalten, da nur gut durchsichtige Präparate in Betracht kommen können.

Von der siebenten Reihe schließlich wurde dunkelgrünes Uranglas untersucht, sowohl bei gewöhnlicher Temperatur als in flüssiger Luft.

Was die Resultate betrifft, so kann ich hier nur einige Beispiele anführen; für weiteres muß ich wieder auf eine spätere ausführliche Publikation hinweisen. Als Beispiele habe ich einige Kurven der seltenen Erden ausgewählt, an denen die sehr starken Anomalien sofort ersichtlich sind. Die Kurven sind so gut wie möglich den Beobachtungen angepaßt; jedoch dürften stellenweise, wo die Beobachtungsfehler verhältnismäßig groß sind, wohl noch kleinere Fehler im Kurvenverlauf vorkommen. Die verschiedenen Beobachtungsdaten sind bei den Kurven angegeben; bei Lösungen

[1]) Vgl. W. Voigt u. K. Honda, Phys. ZS. 9, 585, 1908.

Fig. 1.



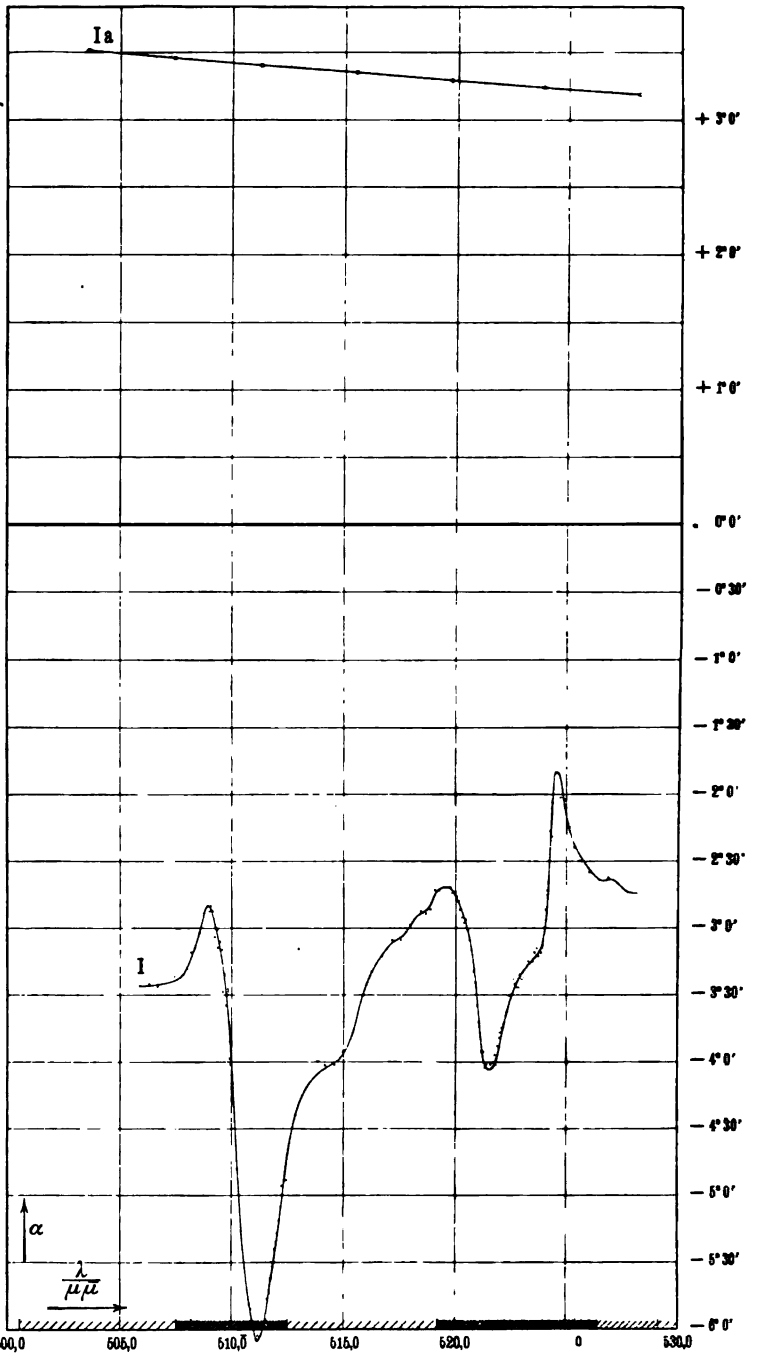
I. Magnetische Drehung einer wässerigen Lösung von Erbiumnitrat (Cleve, 1899), enthaltend in 1000 g Lösung 204,7 g Er_2O_3. Bandengruppe in Grün. Durchleuchtete Schichtdicke 0,470 cm. Feldstärke 24,0 kgs. Temperatur 18°.

Ia. Magnetische Drehung einer gleich dicken Schicht Wasser, unter denselben Umständen.

II. Magnetische Drehung einer wässerigen Lösung von Erbiumnitrat (Drossbach, 1908), enthaltend in 1000 g Lösung 150,6 g Er_2O_3. Bandengruppe in Grün. Durchleuchtete Schichtdicke 0,969 cm. Feldstärke 16,7 kgs. Temperatur 18° (die Punkte dieser Kurve sind da mit Kreuzen gekennzeichnet, wo sie mit den Punkten der Kurve I vertauscht werden könnten).

IIa. Magnetische Drehung einer gleich dicken Schicht Wasser, unter denselben Umständen.

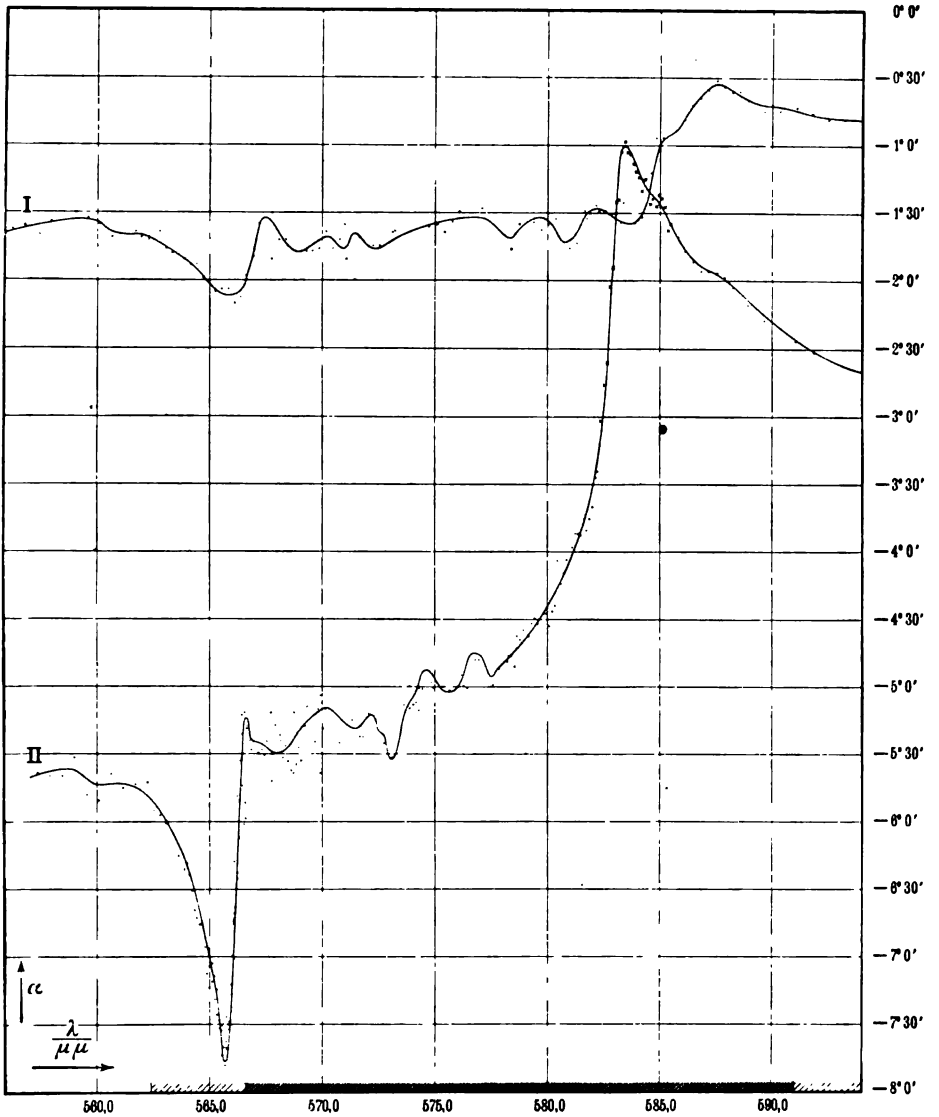
Fig. 2.



I. Magnetische Drehung einer wässerigen Lösung von Neodymnitrat (Schottländer, 1899), enthaltend in 1000 g Lösung 261,6 g Nd_2O_3. Bandengruppe in Grün. Durchleuchtete Schichtdicke 0,479 cm. Feldstärke 24,0 kgs. Temperatur 18°.

Ia. Magnetische Drehung einer gleich dicken Schicht Wasser, unter denselben Umständen.

Fig. 3.



I. Magnetische Drehung einer 0,8 mm dicken Schicht von amorphem, geschmolzenem Neodymnitrat (Schottländer, 1899). Bandengruppe in Gelb. Feldstärke 14,1 kgs. Temperatur 18°.
II. Dasselbe bei der Temperatur — 190° (die Punkte dieser Kurve sind da mit Kreuzen gekennzeichnet, wo sie mit den Punkten der Kurve I vertauscht werden könnten).

ist die Drehung des Wassers mit eingezeichnet. Auch ist die Lage der Absorptionsgebiete durch Schraffierung einigermaßen gekennzeichnet.

Die Berechnung des sehr ausgedehnten Beobachtungsmaterials und die Anbringung der erforderlichen Korrektionen — für Deckgläser, Vakuumgefäß, flüssige Luft usw. — ist sehr zeitraubend. Aus dem bis jetzt verarbeiteten Material geht hervor, daß die Drehung das Vorzeichen in vielen Fällen nicht wechselt. Aus dem weiteren Material muß sich ergeben, ob dieses Resultat sich für die meisten Fälle bestätigen wird; früher fand ich beim Erbiumchlorid bereits einen Zeichenwechsel [1]).

Der anscheinend sehr komplizierte Kurvenverlauf läßt sich vermutlich durch Superposition von einfacheren Kurven für die Komponenten einer Bandengruppe darstellen, wovon ich mich durch willkürlich gewählte Beispiele vorläufig überzeugte.

Auf weitere Einzelheiten werde ich hier nicht eingehen. Jedenfalls ist für die genauere theoretische Deutung der Rotationskurven die Kenntnis der Absorptionskurven absolut erforderlich; die hierauf bezüglichen Versuche sind bereits in Angriff genommen worden. Auch refraktometrische Versuche sind in Vorbereitung, sowohl bei gewöhnlichen als bei tiefen Temperaturen.

---

[1]) Ebensowenig wie diese Versuche mit Erbiumnitrat liefern übrigens meine früheren Versuche mit Erbiumchlorid eine Bestätigung der „Hypothese des HALL-Effektes", wie Hr. J. BECQUEREL (l. c. S. 156) annimmt; denn das Absorptionsmaximum liegt violettseitig vom Drehungsmaximum.

Bemerkung zu E. Jacobs' das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe behandelnder Mitteilung;

von E. Gerland.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 6. November 1908.)

(Vgl. oben S. 867.)

Auf S. 473 des 13. Heftes des laufenden Jahrganges der „Verhandlungen" hat E. JACOBS die Frage nach dem Zeitpunkt, zu welchem das in Berlin befindliche (jetzt an das Deutsche Museum in München abgegebene oder abzugebende) Exemplar der GUERICKEschen Luftpumpe in den Besitz des Großen Kurfürsten gekommen sei, zu lösen versucht mit dem Ergebnis, daß die von mir früher ausgesprochene Ansicht[1]), es sei erst seit 1715 in der Königlichen Bibliothek nachzuweisen, falsch sei. Vielmehr sei die Luftpumpe bereits vor dem Jahre 1668 dort vorhanden gewesen, wie sich aus dem in diesem Jahre von RAUE verfaßten, handschriftlichen Katalog der genannten Bibliothek ergebe. Dieser erwähnt aber nur GUERICKES „Duo Hemisphaeria cuprea conjungenda ad extrahendum aërem" und einer solchen ganz bestimmten Aussage gegenüber sollte man eigentlich den Schluß ziehen, daß 1668 die Luftpumpe noch nicht auf der Berliner Bibliothek gewesen sei, und das um so mehr, als auch eine 1680 von HENDREICH dem Katalog RAUES zugefügte Randbemerkung die Luftpumpe ebenfalls nicht erwähnt. Zu einer anderen Folgerung würde man nur gelangen können, indem man die Quellen korrigiert und dazu glaubt sich JACOBS berechtigt, weil ihre Urheber über den Gegenstand, über welchen sie berichteten, ausreichende Kenntnisse nicht besessen hätten. Wenn er aber von RAUE als bekannt voraussetzt, daß er oberflächlich gearbeitet habe, wenn er vermutet, daß derselbe Mann, der die Halbkugeln mit aller nur wünschenswerten Genauigkeit bezeichnet, schwerlich eine Ahnung davon gehabt habe, wie er die Luftpumpe — denn allein

[1]) Bericht über die wissenschaftlichen Apparate auf der Londoner internationalen Ausstellung im Jahre 1876, 1. Abt., S. 36. Herausgegeben von A. W. HOFMANN. Braunschweig 1878.

um diese handelt es sich — benennen sollte und sie deshalb in seinem Verzeichnis einfach weggelassen habe, wenn er ferner hinsichtlich HENDREICHS daran denkt, daß dieser entweder keine Vorstellung von der Wichtigkeit des Apparates gehabt, oder ihn absichtlich nicht erwähnt habe, so ist das wohl kaum zulässig. Besonders bedenklich dürfte es sein, die Glaubwürdigkeit der Gewährsmänner, auf deren Zeugnis man doch allein angewiesen ist, herabzusetzen. Andererseits aber ist nicht einzusehen, wie RAUE den Zweck der Halbkugeln so genau bezeichnen konnte, wenn er keine Ahnung von der der Luftpumpe zu gebenden Benennung hatte.

Lassen demnach die vorhandenen Urkunden keineswegs direkt bestimmen, wann die Luftpumpe nach Berlin kam, so wird man sich nach Tatsachen umsehen müssen, die diesen Zeitpunkt vielleicht auf indirektem Wege ergeben. Die dazu von JACOBS angezogene Bestätigung des O. VON GUERICKE vom Magdeburger Magistrat erteilten Immunitätsbriefes durch den Großen Kurfürsten vom 6. Oktober 1666 als Belohnung für die Überweisung der Luftpumpe scheint dazu freilich weniger geeignet zu sein, als die folgende Stelle aus dem vierten Kapitel des dritten Buches der GUERICKEschen Experimenta nova, wo er sagt[1]): „Ideo varias construxi Machinas (ita ut Antlia pneumatica tàm inferius quàm superius, aquâ circumfundi posset), quas *Rev. Pat. Gaspar Schottus* primùm in Arte Hydraulico-Pneumatica, deinde in Technica curiosa lib. I de Mirabilibus Magdeburgicis descripsit. Cum verò hae omnes ad portandum essent difficiles, Serenissimus autem Potentissimusque Dominus Elector Brandenburgicus, Dom. meus clementissimus, gratiose desideraret Experimentum hoc *(dictum à praenominato R. D. Pat. Schot Magdeburgicum)* ideoque Machinam sequentem inveni.“ Und nun beschreibt er die zweite Konstruktion seiner Pumpe. Diese hat er also deshalb gebaut, um mit ihrer Hilfe dem Großen Kurfürsten seine Versuche vorzuführen, dann aber ist es so gar unwahrscheinlich nicht, daß er sie wieder mit zurücknahm, da er doch nur die einzige zunächst hatte, während es ihm an Halbkugeln nicht fehlte, er solche sich auch leicht wieder herstellen lassen konnte. Die Luftpumpe wäre dann erst später wieder nach Berlin gekommen.

---

[1]) O. VON GUERICKE, Experimenta nova etc., p. 75. Amstelodami 1672.

Ich bin weit davon entfernt, auf diese Hypothese besonderes Gewicht zu legen, es liegt mir nur daran, zu zeigen, daß man auch andere aufstellen kann, die nicht weniger annehmbar sind, als die von JACOBS gemachte. Jedenfalls aber scheint die Aufzeichnung RAUES kaum dazu angetan, es wahrscheinlich zu machen, daß die Luftpumpe bereits 1668 auf der Berliner Bibliothek war, viel weniger aber den Beweis dafür zu liefern. Man wird also nach wie vor der Ansicht sein müssen, daß die uns bis jetzt zur Verfügung stehenden Akten ihr Vorhandensein in Berlin vor dem Jahre 1715 nachzuweisen nicht gestatten.

Der Haftdruck. Beitrag zur Theorie der Lösungen; von I. Traube[1]).

Inhalt: 1. Physiologische Betrachtungen. 2. Der Intensitätsfaktor der Lösungsenergie. 3. Haftdruck und osmotischer Druck. 4. Haftdruckmessungen. 5. Hydratbildung und Haftdruck. 6. Löslichkeit, Binnendruck und Haftdruck. 7. Löslichkeitsbeeinflussung und Haftdruck. 8. Der Haftdruck der Kolloide. 9. Adsorption, Teilungskoeffizient und Haftdruck. 10. Kompressibilität und Haftdruck. 11. Plasmolyse und Haftdruck. 12. Dampfdruck und Haftdruck. 13. Gefrierpunkt und Haftdruck. 14. Reibung und Haftdruck. 15. Diffusionskoeffizient und Haftdruck. 16. Ionengeschwindigkeit, elektrisches Leitvermögen und Haftdruck. 17. Zersetzungsspannung. elektrochemischer Gegensatz und Haftdruck. 18. Die spezifische Wärme und Haftdruck. 19. Lösungs- und Verdünnungswärme, sowie Haftdruck. 20. Neutralisationswärme, Ionisation und Haftdruck. 21. Drehung der Polarisationsebene und Haftdruck. 22. Lichtabsorption und Haftdruck. 23. Reaktionsbeschleunigung, Massenwirkung und Haftdruck. 24. Covolumen und Haftdruck. 25. Molekularvolumen, molekulares Lösungsvolumen und Haftdruck. 26. Lichtbrechung und Haftdruck. 27. Valenz und Haftdruck. 28. Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation.

1. Physiologische Betrachtungen.

Ernst Overton[2]) hat eine große Anzahl von Flüssigkeiten und insbesondere wässerige Lösungen auf ihre Fähigkeit hin untersucht, in die pflanzliche und tierische Zelle einzudringen. Die Versuche an pflanzlichen Zellen wurden insbesondere nach der bekannten plasmolytischen Methode ausgeführt; zu den Versuchen an tierischen Zellen dienten lebende Muskeln; es wurde

[1]) Dieser Arbeit sind frühere Abhandlungen vorausgegangen, vgl. namentlich Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **105**, 541 u. 559, 1904 und **123**, 419, 1908. I. Traube u. F. Blumenthal, Arch. f. exper. Pathol. u. Therap. **2**, 117, 1905. A. Bickel, Deutsch. med. Wochenschr. 1905, Nr. 28, ferner I. Traube, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **6**, 326, 1904 und Biochem. ZS. **10**, 371—403, 1908.

[2]) Overton, Vierteljahrsschr. d. naturf. Ges. Zürich **44**, 88, 1899 und Pflügers Arch. **92**, 115, 1902; vgl. Physikal. Chemie und Medizin, Handb. Koranyi u. Richter I, S. 431, 1907.

die Gewichtsänderung bestimmt, welche der Muskel beim Einlegen in die Lösungen erfuhr.

Beide Methoden führten zu dem durchaus gleichen Ergebnis, daß die Zellwände der lebenden Zellen im allgemeinen impermeabel sind für gelöste anorganische Salze, dahingegen durchlässig für zahlreiche organische Stoffe, insbesondere diejenigen, welche in Lipoiden, wie Lecithin, Cholesterin, Öl usw. leicht löslich sind.

„Zu den Verbindungen[1]), die schnell in den Protoplasten hineindiffundieren, gehören nach OVERTON die einwertigen Alkohole, Aldehyde, Ketone, Aldoxime, Ketoxime, Mono-, Di- und Trihalogenkohlenwasserstoffe, Nitroalkyle, Alkylcyanide, die neutralen Ester, die anorganischen und viele organische Säuren, Anilin usw.

Langsamer diosmieren die zweiwertigen Alkohole und die Amide der einwertigen Säuren, noch langsamer Glycerin, alsdann folgen[2]) Harnstoff, Thioharnstoff, schließlich auch Erythrit, und kaum merklich die sechswertigen Alkohole, Hexosen, Aminosäuren und Neutralsalze der organischen Säuren."

Von mir sind nun in früheren[3]) und zum Teil noch nicht veröffentlichten Arbeiten die Oberflächenspannungen zahlreicher wässeriger Lösungen nach der Steighöhenmethode gemessen worden; dabei ergab sich, daß das osmotische und kapillare Verhalten der Lösungen ausnahmslos parallel geht. Stoffe, wie die anorganischen Salze, welche die Oberflächenspannung des Wassers erhöhen, dringen im allgemeinen nicht ein in die Zellen; Stoffe, welche die Oberflächenspannung des Wassers erniedrigen, dringen ein, und zwar um so leichter, je größer die molekulare Erniedrigung der Oberflächenspannung ist.

Die folgende Tabelle enthält für 1, $^1/_2$ und $^1/_4$ molekulare Lösungen einen Auszug meiner Messungen. Die Konstante $\gamma = \frac{r\,h\,s}{2}$ ist in mg/mm angegeben und wurde bei 15° C gemessen. Die Konstante γ für Wasser wurde = 7,30 gesetzt.

---

[1]) Vgl. HÖBER, Physik. Chem. d. Zelle u. Gewebe, 2. Aufl., S. 162.
[2]) Vgl. Physik. Chemie u. Medizin, l. c. S. 436.
[3]) Vgl. u. a. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 31, 177, 1885, und Liebigs Ann. d. Chem. u. Pharm. 265, 27.

Osmose	Lösung von	1 norm. γ	0,5 norm. γ	0.25 norm. γ
Kaum merklich	Rohrzucker	—	7,40	7,35
	Dextrose	7,42	7,36	7,33
	Mannit	—	7,36	7,33
	Glykokoll	—	7,35	7,32
	Natriumacetat	7,34	7,32	7,31
Sehr langsam	Harnstoff	7,33	7,31	7,30
	Thioharnstoff	7,31	7,30	7,30
Langsam	Glycerin	7,26	7,28	7,29
Ein wenig schneller. (Etwa gleich schnell)	Glykol	7,04	7,18	7,24
	Acetamid	6,92	7,10	7,20
Schnell (Geschwindigkeit zunehmend in homologen Reihen mit wachsendem Molekulargewicht)	Methylalkohol	6,56	6,89	7,05
	Äthylalkohol	5,67	6,29	6,73
	Propylalkohol	4,32	5,15	5,89
	i-Butylalkohol	2,70	3,60	4,49
	i-Amylalkohol	—	—	3,05
	Dimethyläthylcarbinol	—	3,63	4,35
	Phenol	—	4,48	5,31
	Anilin	—	—	5,30
	Propylamin	4,63	5,26	5,91
	Methylacetat	4,70	5,51	6,12
	Äthylacetat	—	4,23	5,07
	Butylaldehyd	—	4,26	5,12
	Paraldehyd	—	4,28	5,10
	Aceton	5,51	6,04	6,48
	Acetonitril	6,14	6,64	6,97
	Acetaldoxim	5,80	6,35	6,73

Ich ziehe aus OVERTONS und meinen Ergebnissen zunächst den folgenden Schluß:

Werden zwei wässerige Lösungen beliebiger Stoffe durch eine Membran getrennt, so wird die Richtung und Geschwindigkeit der Osmose durch die Differenz der Oberflächenspannungen beider Lösungen gegen Luft bestimmt. Die Lösung mit geringerer Oberflächenspannung und demnach auch geringerem Binnendruck, und insbesondere die in derselben enthaltenen Stoffe, welche die Oberflächenspannung des Wassers vermindern, haben

das Bestreben, in Richtung der Lösung von größerem Binnendruck zu diosmieren.

Eingedenk der Beziehungen zwischen Oberflächenspannung und Binnendruck[1]) ziehe ich es vor, in dieser Arbeit möglichst den Binnendruck beiseite zu lassen, da die Oberflächenspannung leichter dem Experiment zugänglich ist, und — qualitativ — jedenfalls die Schlüsse gleichlautend werden, gleichgültig, ob wir von Oberflächenspannungen oder Binnendrucken reden.

Es ist allbekannt, wie bedeutungsvoll für den osmotischen Vorgang die Natur der Membran ist, — kann doch durch Wahl verschiedener Membranen die Richtung der Osmose entgegen dem kapillaren Gefälle sich umkehren.

Solange wir indessen von wässerigen Lösungen sprechen, wie dieselben allgemein bei physiologischen Vorgängen in Betracht kommen, solange wir also zu beiden Seiten der Membran dasselbe Lösungsmittel annehmen, führen unsere Betrachtungen zu demselben Ergebnisse, gleichgültig, ob wir die Membran mit in Betracht ziehen oder nicht. Indessen läßt sich über die Wirkung der Membranen folgendes sagen:

W. GIBBS verdanken wir ein Theorem, welches besagt, daß Stoffe, welche die Oberflächenspannung eines Lösungsmittels erniedrigen, das Bestreben haben, sich in der Oberfläche anzusammeln und umgekehrt. Je mehr ein Stoff die Oberflächenspannung des Lösungsmittels vermindert, um so größer wird sein Bestreben sein, die Flüssigkeit zu verlassen und sich von einer mit der Lösung in Berührung befindlichen festen oder flüssigen Phase, z. B. Zellen, Membranen, Lipoiden, adsorbieren oder lösen zu lassen. GIBBS Theorem führt somit zu einer einfachen Beziehung zwischen Erniedrigung der Oberflächenspannung, Adsorption und Teilungskoeffizienten (Lipoidlöslichkeit), welche naturgemäß von größter Bedeutung ist.

Ist nämlich hiernach eine indifferente Zellulosemembran ein-

[1]) Beide Größen gehen jedenfalls parallel. Binnendrucke von Lösungen sind in größerer Zahl berechnet worden von TAMMANN: Die Beziehungen zwischen den inneren Kräften und Eigenschaften der Lösungen; Voss, Hamburg 1907. Indessen habe ich Bedenken gegen viele dieser K-Werte, ganz insbesondere der wässerigen Lösungen organischer Stoffe; siehe die Kritik WINTER, ZS. f. phys. Chem. 55, 256 und 56, 703, 1906.

*

seitig mit einer Lösung in Berührung, welche Stoffe enthält, die die Oberflächenspannung stark erniedrigen, so wird sie sich mit diesen Stoffen umhüllen, und nach dem Verteilungsprinzip wird die meist lipoidartige Hüllsubstanz eine weitere Entziehung des betreffenden Stoffes aus der Lösung herbeiführen und somit die Osmose befördern. Die Membranen gleichen den Felsblöcken inmitten eines Gebirgsbaches, nur mit dem Unterschiede, daß man ihnen je nach ihrer Natur mehr oder weniger magnetische Eigenschaften verleihen muß. Sind die Membranen, wie dieses vielfach für die tierischen Zellen zutrifft, lipoidartig, so wird ihre Wirkung, da die meisten Stoffe, welche die Oberflächenspannung des Wassers vermindern, lipoidlöslich sind, um so magnetischer sein, und es konnte somit OVERTON zu der vielfach bestätigten, aber doch zu verwerfenden Theorie [1]) gelangen, daß ausschließlich die Lipoide die Osmose vermitteln, und der Teilungskoeffizient zwischen Lipoid und Wasser die Richtung und Geschwindigkeit der Osmose bestimmt.

Den auf S. 882 der vorliegenden Mitteilung ausgesprochenen Satz müssen wir demnach dahin erweitern, daß für die Richtung und Geschwindigkeit der Osmose im allgemeinsten Falle nicht nur die Oberflächenspannung der durch die Membran getrennten Flüssigkeiten, sondern die Adsorptions- bzw. Lösungsfähigkeit der Membran selbst von ausschlaggebender Bedeutung sind. Diese Adsorptions- und Lösungsfähigkeit der Membranen steht aber in einer einfachen Beziehung zu der Verminderung der Oberflächenspannung, welche die betreffenden Stoffe auf das Lösungsmittel hervorbringen.

In bezug auf die mannigfaltige physiologische Bestätigung meiner theoretischen Ansichten, auch überall da, wo die osmotische Theorie uns im Stich läßt, muß ich mich damit begnügen, auf meine neuesten Veröffentlichungen in Pflügers Archiv und die Biochemische Zeitschrift hinzuweisen, so sehr diese Ausführungen auch für das Verständnis der folgenden Mitteilungen förderlich sein mögen [2]).

---

[1]) Vgl. darüber meine Abhandlung, Pflügers Arch. 123, 423, 1908.

[2]) Ich möchte jeden Fachgenossen, welcher sich für die vorliegenden Fragen interessiert, bitten, meine physiologischen und biologischen Abhandlungen l. c. lesen zu wollen.

2. Der Intensitätsfaktor der Lösungsenergie.

Wenn in einer bestimmten Menge eines Lösungsmittels eine bestimmte Menge eines Stoffes gelöst wird, so erfährt der Energieinhalt des Systems Lösungsmittel eine Änderung, welche von zwei Faktoren abhängt:

1. Der Zahl der gelösten Teilchen, welche wir als gleichartig voraussetzen wollen;

2. dem Drucke, welchen die Summe der gelösten Stoffteilchen auf das System Lösung ausübt.

Dieser Druck, mit welchem der gelöste Stoff an dem Lösungsmittel haftet, sei der Haftdruck genannt, und molekularer Haftdruck sei somit der Druck, welchen 1 Mol des gelösten Stoffes auf 1 Liter Lösung[1]) ausübt.

Es liegt nahe, diesen Haftdruck — den Intensitätsfaktor der Lösungsenergie — mit den von TAMMANN, l. c., gemessenen Binnendrucksdifferenzen in Beziehung zu setzen, indessen ob der Haftdruck nichts anderes ist als die Binnendruckdifferenz, oder ob beide Größen nur einander parallel gehen, möge einstweilen unentschieden bleiben.

Der molekulare Haftdruck ist nach dem, was vorstehend über GIBBS Theorem gesagt wurde, nichts anderes als die molekulare Oberflächenspannungserniedrigung einer Lösung und als solche leicht meßbar, während Binnendrucksdifferenzen einstweilen unter weniger zuverlässigen Voraussetzungen bestimmbar sein dürften.

GIBBS Theorem nimmt hiernach die folgende Form an: Je mehr ein Stoff die Oberflächenspannung des reinen Lösungsmittels erhöht oder erniedrigt, um so größer bzw. geringer ist sein Haftdruck.

Außer obigem Kapazitäts- und Intensitätsfaktor der Lösungsenergie: Teilchenzahl und Haftdruck, unterscheiden wir noch die maximale Kapazität einer Lösung, das ist die Löslichkeit, sowie den Lösungsdruck, beides Größen, die sowohl von dem

---

[1]) Richtiger ist es vielleicht, auf 1 Liter Lösungsmittel zu beziehen, aber einstweilen nötigte mich das vorhandene Zahlenmaterial, die erstere Definition zu wählen.

Haftdrucke in dem Lösungsmittel, wie dem Binnendrucke des zu lösenden Stoffes an sich abhängen.

3. Haftdruck und osmotischer Druck.

Nach der Theorie von VAN'T HOFF ist bekanntlich nur die Zahl der Teilchen des in einem Lösungsmittel gelösten Stoffes, nicht aber seine Qualität entscheidend für den Verlauf des osmotischen Vorganges. Sind zu beiden Seiten einer Membran eine gleiche Anzahl Teilchen verschiedener Stoffe gelöst, so sind die Lösungen isosmotisch und — es sollte in diesem Falle überhaupt kein osmotischer Vorgang stattfinden.

Es ist nun genügend bekannt, in wie zahlreichen Fällen insbesondere bei physiologischen Vorgängen die Forderungen der osmotischen Theorie nicht erfüllt sind; der Deus ex machina ist in diesen Fällen meist die vorhandene oder mangelnde Semipermeabilität, oder gar Impermeabilität der Membranen, ohne daß man allerdings die Frage hätte beantworten können, weshalb in dem einen Falle die Membranen semipermeabel sind, in dem anderen Falle dagegen nicht.

Meine Anschauungen sind wesentlich andere:

Nicht die Teilchenzahl allein ist maßgebend, sondern auch der Haftdruck, und nur, wenn der Haftdruck der zu beiden Seiten der Membran in Lösung befindlichen Stoffe gleich groß ist, kann man bei gleicher Teilchenzahl von einem Gleichgewichte der osmotischen Kräfte reden.

Ein unglücklicher Zufall, welcher einigermaßen an THOMSONS Berechnung der elektromotorischen Kräfte aus den Wärmetönungen erinnert, wollte, daß für jene Stoffe (Zucker, Harnstoff, Mannit usw.), welche bei den für VAN'T HOFFS Theorie grundlegenden Versuchen von PFEFFER und DE VRIES eine Rolle spielen, der molekulare Haftdruck nur innerhalb sehr enger Grenzen schwankt, und so kam es, daß der Intensitätsfaktor der Lösungs- bzw. osmotischen Energie bei den osmotischen Vorgängen und, wie wir weiter unten sehen werden, in der elektrolytischen Dissoziationstheorie bisher übersehen wurde.

So wenig wie wir daran denken würden, bei den elektrochemischen Vorgängen nur die Elektrizitätsmenge zu berücksichtigen, welche ja auch der Teilchenzahl proportional ist und etwa die elektromotorische Kraft zu vernachlässigen, ebensowenig dürfen wir bei den osmotischen Vorgängen fortfahren, den einen Energiefaktor einfach auszuschalten.

Für Stoffe, wie Zuckerarten, Mannit, Harnstoff, Glykokoll usw. ist, wie erwähnt, der molekulare Haftdruck nahezu gleich groß (siehe S. 882 dieser Arbeit), und für die binären Salze der Alkalimetalle (siehe weiter unten) schwankt der molekulare Haftdruck innerhalb der engen Grenzen 0,05 bis 0,20; auch für andere Salze sind die Differenzen nicht viel größer. Hier ist es daher nicht wunderbar, daß bei Berücksichtigung des sogenannten Dissoziationsfaktors (siehe weiter unten) auch bei Vernachlässigung des Haftdruckes die osmotische Theorie eine — allerdings vielfach rohe — Bestätigung fand. Ganz anders aber liegen die Dinge, sobald man zu den wässerigen Lösungen von Alkoholen, Estern, Fettsäuren usw. übergeht. Während sich die Oberflächenspannung einer 0,25 normalen Chlornatriumlösung von derjenigen des Wassers nur um 0,04 mg/mm unterscheidet, beträgt die gleiche Differenz für eine 0,25 normale wässerige Lösung von Isoamylalkohol 4,33 mg/mm, also mehr als das 100fache! Hier versagt die osmotische Theorie durchaus, und wenn bei dem bekannten PFEFFERschen Versuche für Rohrzucker die Membran „semipermeabel" ist, und jener — hydrostatische Gegendruck — sich einstellt, welcher als osmotischer Druck bezeichnet wird, während beim Ersatze des Zuckers durch einen Alkohol von einem solchen osmotischen Drucke nichts beobachtet wird, so erscheint uns die hier mangelnde Semipermeabilität in ganz anderem Lichte, da nach unserer Ansicht die Differenz der Oberflächenspannungen die treibende Kraft ist, der Zucker aber die Oberflächenspannung des Wassers erhöht, dagegen die Alkohole dieselbe erniedrigen.

Im folgenden wird nun gezeigt werden, wie die Wirkung des Haftdruckes sich in bezug auf sämtliche Eigenschaften der Lösungen zu erkennen gibt, und ich freue mich, hier vorausschicken zu können, daß meine Ergebnisse in mancher Hinsicht mit denen anderer Forscher, wie FREUNDLICH, GEFFKEN u. a., welche die Oberflächenspannung mit anderen

Eigenschaften in Beziehung gesetzt haben, übereinstimmen. Allerdings haben jene Autoren meine in Pflügers Archiv erschienenen früheren Arbeiten übersehen, in denen ich zuerst die Beziehungen zwischen Oberflächenspannung, Löslichkeit und Teilungskoeffizienten usw. behandelte.

4. Haftdruckmessungen.

Es war dringend erforderlich, in dieser Beziehung ein größeres Material zu sammeln, und es kam mir zustatten, daß ich vor mehr als 10 Jahren eine große Anzahl Kapillaritätsbestimmungen von namentlich Salzlösungen nach der Steighöhenmethode ausgeführt habe, die bisher nicht veröffentlicht wurden. Ich begnüge mich einstweilen damit, mit Hilfe dieses Materials die molekularen Haftdrucke zu berechnen, wobei allerdings in manchen Fällen (die Werte sind eingeklammert) eine Extrapolation erforderlich war. Die mit * versehenen Lösungen wurden zurzeit zur Ergänzung des Materials gemessen, auch wurden meine früheren Veröffentlichungen[1]) mit verwertet. Die mit V bzw. F bezeichneten Werte sind den Abhandlungen von VOLKMANN[2]) bzw. FORCH[3]) entlehnt.

Die für die Haftdruckberechnungen erforderlichen einstweilen nicht veröffentlichten spezifischen Gewichte wurden von mir pyknometrisch bestimmt, die Steighöhen, wie in der früheren Abhandlung angegeben, gemessen, und die Differenz der Oberflächenspannungen $\left(\gamma = \frac{r\,h\,s}{2}\right)$ der molekularen Lösung, sowie des Wassers ist alsdann nach obigem diejenige Größe, welche als molekularer Haftdruck bezeichnet wird.

Aus der Gesamtheit der Zahlenwerte ergibt sich für die Verbindungen der Alkalimetalle folgende Reihenfolge der Anionen:

$C_2Cl_3O_2$—$C_2Cl_2HO_2$—$C_2ClH_2O_2$—$C_2H_3O_2$ (hydrat. s. weiter unten) —ClO_4 —CNS—J, ClO_3—CN—NO_2, CNO—CHO_2—NO_3—Cl, Br—OH—F; SeO_3—CrO_4—$C_4H_4O_6$—SiO_3—SO_4, SeO_4—SO_3, CO_3—$C_4H_4O_4$—TeO_3, SnO_3—MoO_4—WO_4.

[1]) TRAUBE, Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) **31**, 177, 1885 u. Ann. Chem. Pharm. **265**, 27.

[2]) VOLKMANN, Wied. Ann. **17**, 353, 1882.

[3]) FORCH, Ann. d. Phys. (4) **17**, 744, 1905.

	Mol. Haftdruck bei 15° pro 1 Mol in 1 Liter der Lösung		
Isobutylalkohol[1]), $C_4H_{10}O$	— 4,40		
Acetamid, C_2H_5NO	— 0,38		
Glycerin, $C_3H_8O_3$	— 0,04		
Thioharnstoff, CH_4NS	+ 0,01		
Harnstoff, CH_4NO	+ 0,03		
Glykokoll, $C_2H_5O_2N$	+ 0,08		
Mannit, $C_6H_{14}O_6$	+ 0,12		
Dextrose, $C_6H_{12}O_6$	+ 0,12		
Rohrzucker, $C_{12}H_{22}O_{11}$	+ 0,20		
*Cäsiumchlorid, $CsCl$	+ 0,09		
Rubidiumchlorid, $RbCl$	+ 0,12		
Kaliumvanadinat, KVO_3	(+ 0,01)		
Kaliumsulfocyanat, $KCNS$	+ 0,04		
Kaliumpermanganat, $KMnO_4$	(+ 0,05)		
*Kaliumjodid, KJ	+ 0,06		
Kaliumcyanid, KCN	+ 0,08		
Kaliumcyanat, $KCNO$	+ 0,12		
*Kaliumnitrat, KNO_3	+ 0,125	0,11 V	0,12 F
Kaliumchlorid, KCl	+ 0,14	0,17 V	0,14 F
*Kaliumbromid, KBr	+ 0,16		
Kaliumhydroxyd, KOH	+ 0,165		
*Kaliumfluorid, KF	+ 0,20		
Kaliumselenit, K_2SeO_3	+ 0,24		
Kaliumchromat, K_2CrO_4	+ 0,27		
Kaliumsilikat, K_2SiO_3	+ 0,30		
Kaliumsulfat, K_2SO_4	(+ 0,34)	0,28 V	0,24 F
Kaliumsulfit, K_2SO_3	(+ 0,36)		
Kaliumcarbonat, K_2CO_3	—	0,28 V	0,28 F
Kaliumtellurit, K_2TeO_3	(+ 0,40)		
Kaliumstannat, K_2SnO_3	(+ 0,40)		
Kaliummolybdat, K_2MoO_4	(+ 0,42)		
Kaliumwolframat, K_2WO_4	(+ 0,58)		
*Natriumtrichloracetat, $NaC_2Cl_3O_2$	— 0,74		
*Natriumdichloracetat, $NaC_2Cl_2HO_2$	— 0,19		
*Natriumchloracetat, $NaC_2ClH_2O_2$	+ 0,01		
*Natriumjodid, NaJ	+ 0,045		
*Natriumacetat, $NaC_2H_3O_2$	+ 0,04		
*Natriumperchlorat, $NaClO_4$	+ 0,045		
*Natriumchlorat, $NaClO_3$	+ 0,075		

[1]) Weitere Haftdrucke von Lösungen organischer Stoffe siehe in meiner Abhandlung Ann. Chem. Pharm. 265, l. c.

	Mol. Haftdruck bei 15° pro 1 Mol in 1 Liter der Lösung		
Natriumnitrit, $NaNO_2$	+ 0,12		
*Natriumformiat, $NaCHO_2$	+ 0,135		
*Natriumnitrat, $NaNO_3$	+ 0,14	0,13 V	0,14 F
Natriumchlorid, $NaCl$	+ 0,16	0,18 V	0,18 F
*Natriumtartrat, $Na_2C_4H_4O_6$	+ 0,30		
Natriumsilikat, Na_2SiO_3	+ 0,32		
Natriumcarbonat, Na_2CO_3	—	0,21 V	0,27 F
*Natriumsuccinat, $Na_2C_4H_4O_4$	+ 0,36		
Natriumsulfat, Na_2SO_4	(+ 0,38)	0,28 V	0,28 F
Natriumselenat, Na_2SeO_4	(+ 0,38)		
Natriummolybdat, Na_2MoO_4	(+ 0,38)		
Natriumwolframat, Na_2WO_4	(+ 0,50)		
Ammoniumnitrat, NH_4NO_3	—	0,12 F	
Ammoniumchlorid, NH_4Cl	+ 0,13	0,14 V	0,15 F
Ammoniumbromid, NH_4Br	+ 0,14		
Ammoniumsulfat, $(NH_4)_2SO_4$	—	0,26 F	
Teträthylammoniumjodid, $N(C_4H_5)_4$	(— 0,39)		
Teträthylphosphoniumjodid $P(C_2H_5)_4J$	(— 0,71)		
*Lithiumnitrat, $LiNO_3$	+ 0,09		
*Lithiumbromid, $LiBr$	+ 0,14		
*Lithiumchlorid, $LiCl$	+ 0,15		
*Lithiumsulfat, Li_2SO_4	+ 0,30		
*Silbernitrat, $AgNO_3$	+ 0,13		
Thalliumnitrat, $TlNO_3$	(+ 0,00)		
Thalliumfluorid, TlF	+ 0,09		
Quecksilberchlorid, $HgCl_2$	— 0,07		
Magnesiumchlorat, $Mg(ClO_3)_2$	+ 0,06		
Magnesiumchlorid, $MgCl_2$	—	0,33 V	
Magnesiumsulfat, $MgSO_4$	+ 0,17	0,26 V	0,21 F
Calciumchlorat, $Ca(ClO_3)_2$	+ 0,09		
Calciumchlorid, $CaCl_2$	—	0,41 V	
Strontiumchlorat, $Sr(ClO_3)_2$	+ 0,15		
Strontiumchlorid, $SrCl_2$	—	0,37 V	
Baryumchlorat, $Ba(ClO_3)_2$	+ 0,18		
Baryumchlorid, $BaCl_2$	+ 0,30	0,35 V	
Bleichlorat, $Pb(ClO_3)_2$	+ 0,08		
Cadmiumchlorat, $Cd(ClO_3)_2$	+ 0,07		
Cadmiumsulfat, $CdSO_4$	+ 0,19		
Zinkchlorat, $Zn(ClO_3)_2$	+ 0,11		
Zinksulfat, $ZnSO_4$	—	0,20 F	
Kupferchlorat, $Cu(ClO_3)_2$	+ 0,11		

	Mol. Haftdruck bei 15° pro 1 Mol in 1 Liter der Lösung	
Kupfersulfat, $CuSO_4$	+ 0,18	0,19 F
Ferrosulfat, $FeSO_4$	—	0,18 F
Nickelnitrat, $Ni(NO_3)_2$	+ 0,29	
Nickelsulfat, $NiSO_4$	+ 0,21	
Kobaltnitrat, $Co(NO_3)_2$	+ 0,27	
Kobaltsulfat, $CoSO_4$	+ 0,21	
Mangansulfat, $MnSO_4$	+ 0,23	
Isobuttersäure, $C_4H_8O_2$	— 4,04	
Buttersäure, $C_4H_8O_2$	— 3,99	
Propionsäure, $C_3H_6O_2$	— 2,48	
*Trichloressigsäure, $C_2HCl_3O_2$	— 2,48	
*Dichloressigsäure, $C_2H_2Cl_2O_2$	— 2,10	
*Monochloressigsäure, $C_2H_3ClO_2$	— 1,31	
Essigsäure, $C_2H_4O_2$	— 1,26	
Bernsteinsäure, $C_4H_6O_4$	— 1,0	
Ameisensäure, CH_2O_2	— 0,46	
*Chlorsäure, $HClO_3$	— 0,19	
*Jodwasserstoffsäure, HJ	— 0,145	
*Salpetersäure, HNO_3	— 0,11	
*Chlorwasserstoffsäure, HCl	— 0,05	
*Bromwasserstoffsäure, HBr	— 0,075	
Weinsäure, $C_4H_6O_6$	— 0,02	
*Schwefelsäure, H_2SO_4	— 0,03	
Selenige Säure, SeO_2	+ 0,04	
Tellursäure, H_2TeO_4	+ 0,15	

In den Reihen der Verbindungen der alkalischen Erden und Schwermetalle ist die Reihenfolge der Anionen:

$$(ClO_3)_2—SO_4—(NO_3)_2—Cl_2.$$

Die Reihenfolge der einwertigen Kationen ist die folgende:

$$P(C_2H_5)_4—N(C_2H_5)_4—H—Tl—Cs—Rb—NH_4—Li \text{ (hydrat. s. weiter unten)}$$
$$—K—Ag—Na—Li \text{ (wfr.)}$$

und der zweiwertigen:

$$Ba—Sr—Ca, Mg.$$

5. Hydratbildung und Haftdruck.

Unter den in den Tabellen S. 889 bis 891 enthaltenen Salzen sind eine größere Anzahl, welche sowohl in Lösung, wie in

kristallisiertem Zustande Kristallwasser enthalten. Es ist nun leicht einzusehen, daß einem Hydrat ein geringerer Haftdruck zukommt, als dem freien Ion oder Salzmolekül an sich; denn durch den Hydratisierungsvorgang ist ja schon, wie auch die thermochemischen Daten zeigen, ein großer Teil der vorhandenen — Anziehungen — erschöpft. So sehen wir beispielsweise, daß trotz des höheren Haftdruckes von Natrium gegenüber dem Kalium, das Jodid des Natriums einen geringeren Haftdruck hat, als dasjenige des Kaliums und ebenso sind die Haftdrucke der Sulfate und Carbonate beim Natrium zum mindesten nicht größer als beim Kalium.

Besonders bemerkenswert werden diese Ausführungen in bezug auf die Beurteilung der Stellung des Lithiums in der Haftdruckreihe. Sämtliche untersuchten Lithiumsalze sind hydratisiert, und bekanntlich [1]) nimmt die hydratisierende Kraft in der Reihe der Alkali-Ionen zu von

$$Cs : Rb : NH_4 : K : Na : Li,$$

bei den alkalischen Erden von

$$Ba : Sr : Ca : Mg.$$

Dies ist auch die Reihenfolge der Haftdrucke, bis auf die scheinbare Ausnahme des Lithiums, und es ist ja leicht einzusehen, weshalb mit zunehmendem Haftdruck die Fähigkeit der Hydratbildung zunehmen muß. Das hydratisierte Lithiumion hat daher einen kleineren Haftdruck, als selbst das Kalium, das wasserfreie Lithiumion dagegen einen größeren Haftdruck als das Natriumion.

Sehr bemerkenswert ist es, daß man bei den Anionen nach dem Grade der Hydratationsfähigkeit nicht mit derselben Sicherheit eine Reihe aufstellen kann, wie bei den Kationen trotz der größeren Haftdruckdifferenzen.

Der Irrtum, welchen Jones, l. c., in seiner Theorie der Gefrierpunktsanomalien begeht — und ebenso Smirnow, l. c., besteht darin, daß sie den Begriff des Haftdruckes nicht kennen, und nun alles auf unmögliche Hydrate zurückführen.

---

[1]) Vgl. Jones und Getman, ZS. f. phys. Chem. 49, 432, 1904 und Smirnow, ebenda 58, 678, 1907.

6. Löslichkeit, Binnendruck des zu lösenden Stoffes und sein Haftdruck in der Lösung.

Löslichkeit (sowie Lösungsdruck) eines Stoffes sind abhängig von dem Unterschiede seines Haftdruckes in der Lösung und seinem Binnendruck.

Wenn bei großem Binnendrucke[1]) (Sulfate, Carbonate usw.) der Stoff löslich ist, so darf man auf einen entsprechend großen Haftdruck schließen. Ein Salz wie Kaliumsulfat würde sich in Anbetracht seines großen Binnendruckes nicht in Wasser lösen, wenn nicht sein Haftdruck so groß wäre. Wenn Kaliumjodid trotz geringeren Haftdruckes löslicher ist als Kaliumchlorid, so liegt dies an dem geringeren Binnendrucke des Jodids.

Wenn zwei Stoffe gleiche Löslichkeit haben, so verhalten sich ihre Binnendrucke wie ihre Haftdrucke. Wenn beispielsweise irgend ein anorganisches Salz trotz seines wesentlich größeren Binnendruckes die gleiche molekulare Löslichkeit wie etwa eine Fettsäure, ein Ester oder ein Alkohol usw. hat, so ist dies nur deshalb der Fall, weil der Haftdruck des Salzes um so viel größer ist als derjenige der organischen Verbindung, als den Unterschieden der Binnendrucke entspricht.

Bei gleichem Binnendruck hat die Verbindung von größerem Haftdrucke die größere Löslichkeit.

Bereits vor 20 Jahren[2]) habe ich auf diese Beziehungen von Löslichkeit und Oberflächenspannungserniedrigung hingewiesen, was wohl von den Herren FREUNDLICH, GEFFKEN u. a., l. c., übersehen wurde.

Die meisten organischen Flüssigkeiten (Alkohole, Ester usw.) haben nämlich einen nicht sehr verschiedenen Binnendruck bzw. Oberflächenspannung, so daß sich obiger Satz an einem großen Materiale prüfen läßt. Besonders bei isomeren Verbindungen hat stets der Stoff, welcher die Oberflächenspannung des Wassers am

---

[1]) Siehe meine Arbeit über Kapillaritätskonstanten geschmolzener Salze, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 24, 3079, 1891 und MOTYLEWSKY, ZS. f. anorg. Chem. 38, 417, 1904. Alkalisalze mit zweibasischen Säuren haben danach wesentlich größere Oberflächenspannungen und Binnendrucke als solche mit einbasischen Säuren.

[2]) TRAUBE, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 17, 2304, 1884, und Pflügers Arch. 105, 548, 1904.

meisten erniedrigt, die geringere Löslichkeit. Beispielsweise sind die Ester der Ameisensäure weniger löslich, entsprechend ihrem geringen Haftdruck, als die isomeren Ester der übrigen Fettsäuren; ebenso gehen Löslichkeit und Haftdruck parallel bei den normalen, iso- und tertiären Alkoholen, den normalen und Isofettsäuren, den Aldehyden und isomeren Ketonen usw. In homologen Reihen (Alkohole, Ester, Ketone usw.) nehmen bei nicht sehr verschiedenem Binnendrucke der einzelnen Glieder Haftdruck und Löslichkeit ab mit wachsendem Molekulargewichte; bemerkenswert ist es aber, wie mit Hilfe der kapillarimetrischen Methode in vortrefflicher Weise nachgewiesen werden kann[1]), daß von einem gewissen Reihengliede an die Löslichkeit = 0 wird, daß also ein vom Binnendrucke abhängiger Schwellenwert des Haftdruckes besteht, unterhalb dessen eine Lösung nicht erfolgt. In irrtümlicher Weise werden vielfach minimale Löslichkeiten angenommen, wo dieselben in Wirklichkeit nicht vorhanden sind.

Endlich sei noch hingewiesen auf meine früheren Ausführungen[2]), wonach die Oberflächenspannung der gesättigten Lösung nie (wesentlich) kleiner sein kann, als die Oberflächenspannung des Stoffes an sich. Vielfach (bei den Stoffen mit geringem Haftdruck, Ester, Alkohole usw.) sind die Oberflächenspannungen des Stoffes an sich und der gesättigten Lösung annähernd gleich groß. Ein solches Oberflächenspannungsgleichgewicht besteht auch beispielsweise für die wässerige Lösung von Äthyläther und die ätherische Lösung von Wasser; selbst ternäre Mischungen, wie Isobutylalkohol, Anilin und Wasser, führen zu einem derartigen Gleichgewichte. In einem Kapillarrohre, in welchem Wasser bei 15° 92,4 mm hoch stieg, war die Steighöhe der beiden Schichten 45,5 bzw. 44,5 mm.

---

[1]) Die kapillarimetrische und stalagmometrische Methode hat für Konzentrations-Bestimmungen in wässerigen Lösungen zahlreicher organischer Stoffe, von Teilungskoeffizienten, Löslichkeiten eine ebenso große Bedeutung wie die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit für die Elektrolyte. Beide Methoden ergänzen sich; die eine Methode ist anwendbar für die Stoffe mit großem Haftdruck (elektrolytische Leitfähigkeit), die andere für Stoffe mit geringem Haftdruck (kapillarimetrische Methoden), vgl. Traube, Pflügers Arch. 105, 552 und Motylewsky, ZS. f. anorg. Chem. 38, 417, 1904.

[2]) I. Traube, Pflügers Arch. 105, 549, 1904.

Auch hier zeigt sich also die nahe Beziehung von Binnendruck, Haftdruck und Löslichkeit.

Die Oberflächenspannung des Stoffes an sich bestimmt den Verlauf der Kurve, welcher die Abhängigkeit der Oberflächenspannungen von der Konzentration darstellt.

Stoffe, wie Alkohole, Ester, Fettsäure usw., vermögen die Oberflächenspannung des Wassers weit mehr zu erniedrigen, als — feste — Stoffe, wie Zuckerarten, Harnstoff, Amidosäuren, auch Glycerin usw., weil Oberflächenspannung und Binnendruck der Stoffe an sich entsprechende Unterschiede zeigen. Auch Gase von geringem Haftdruck in Wasser, wie Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff usw., haben einen weit geringeren Binnendruck als die in Wasser löslichen Gase, wie Kohlensäure, schweflige Säure, Ammoniak usw., deren leichtere Kondensierbarkeit ja schon auf größeren Binnendruck hinweist.

7. Löslichkeitsbeeinflussung und Haftdruck.

Dieses Kapitel ist in neuerer Zeit von verschiedenen Seiten mit Erfolg behandelt worden, und wenn die betreffenden Autoren auch von meinen früheren Veröffentlichungen über die Beziehung von Oberflächenspannung, Löslichkeit, Lösungsdruck und Teilungskoeffizient wohl aus Unkenntnis derselben keine Notiz genommen haben, so freue ich mich doch, in wesentlichen Punkten mein Einverständnis mit den schönen Arbeiten von namentlich Geffken [1]), Freundlich [2]), Euler [3]), Hofmann und Langbeck [4]), Drucker [5]), Rothmund [6]), Smirnow [7]), Ritzel [8]) u. a. hier feststellen zu können.

Aus diesen Arbeiten folgt zur Evidenz, daß die einfache Löslichkeitstheorie, wie dieselbe auf Grund der osmo-

[1]) Geffken, ZS. f. physik. Chem. **49**, 257, 1904.
[2]) Freundlich, ebenda **57**, 385, 1907.
[3]) Euler, ebenda **31**, 360, 1899 und **49**, 303, 1904.
[4]) Hofmann und Langbeck, ebenda **51**, 385, 1905.
[5]) Drucker, ebenda **52**, 641, 1905.
[6]) Rotmund, ebenda **33**, 401, 1900.
[7]) Smirnow, ebenda **58**, 678, 1907.
[8]) Ritzel, ebenda **60**, 319, 1907.

tischen Theorie von NERNST gegeben wurde, nicht haltbar ist, sondern daß sich die engsten Beziehungen von Löslichkeitsbeeinflussung und Oberflächenspannung, sowie Binnendruck ergeben. Allerdings fehlte es bisher an weitgehenderen Bestimmungen der Oberflächenspannungen von Lösungen und da ich mich bemüht habe, diese Lücke auszufüllen, so sind meine Schlüsse fester begründet.

Die Sätze, zu denen ich gelangt bin, bilden eine wesentliche Erweiterung der Ansichten der genannten Forscher, und möchte ich dieselben wie folgt zusammenfassen:

1. Stoffe mit negativem Haftdruck, das heißt Stoffe, welche die Oberflächenspannung des Lösungsmittels verringern[1]), erfahren eine Verminderung ihrer Löslichkeit durch Stoffe von positivem Haftdruck.

2. Stoffe von negativem Haftdruck erfahren eine Erhöhung ihrer Löslichkeit durch andere Stoffe, welche die Oberflächenspannung (in erheblichem Maße) verringern.

3. Je geringer der Haftdruck eines Stoffes mit negativem Haftdruck, ist, in um so höherem Maße wird derselbe durch einen Stoff mit positivem Haftdruck aus seiner Lösung verdrängt.

4. Je größer der positive Haftdruck eines Stoffes ist, um so mehr vermindert derselbe die Löslichkeit eines Stoffes von negativem Haftdruck.

5. Befinden sich mehrere Salze, also Stoffe von positivem Haftdruck, in einer Lösung, so findet eine Verschiebung der Löslichkeit zuungunsten desjenigen Salzes statt, welches den geringeren Haftdruck hat.

6. Zeigt die Kurve der Oberflächenspannungen eines Flüssigkeitsgemisches in der Abhängigkeit von der Konzentration ein Maximum oder Minimum, so entspricht diesem Maximum oder Minimum der Oberflächenspannung ein Minimum der Löslichkeit eines Gases oder sonstigen Stoffes mit negativem Haftdruck.

Zu Satz 1 sei bemerkt, daß keineswegs nur Elektrolyte die Löslichkeit organischer Stoffe, sowie von Gasen herabdrücken, denn beispielsweise Rohrzucker verdrängt wegen seines hohen

[1]) Vgl. über den Begriff des negativen und positiven Haftdruckes meine Ausführungen weiter unten S. 922.

Haftdruckes Gase wie Wasserstoff in noch stärkerem Maße als selbst Salze mit zweibasischen Säuren.

Was Satz 2 betrifft, so ist es ja hinlänglich bekannt, daß die Löslichkeit von beispielsweise Amylalkohol erhöht wird, wenn man etwa Methylalkohol, Äthylacetat oder einen ähnlichen Stoff von niederem Haftdruck hinzufügt. Dagegen verringern Stoffe von geringem negativen Haftdruck zuweilen die Löslichkeit von Stoffen mit größerem negativen Haftdruck. So verringert beispielsweise Chloressigsäure und selbst Essigsäure die Löslichkeit von Wasserstoff in Wasser in merklicher Weise [1]).

Zu Satz 3 sei bemerkt, daß ein Stoff wie Isobutyl- oder Isoamylalkohol wegen seines geringen Haftdruckes von den verschiedensten Salzen ausgesalzen wird. Dahingegen wird Äthylalkohol nur durch Salze mit sehr großem Haftdruck wie beispielsweise Kaliumcarbonat oder Ammoniumsulfat aus seiner Lösung verdrängt [2]).

Satz 4 wird am besten erläutert, wenn in der folgenden Tabelle die Anionen und Kationen nach dem Grade der Löslichkeitsbeeinflussung [3]), sowie nach der Größe der Haftdrucke geordnet werden.

Kationen.

Löslichkeitsverminderung	$Na > K > Li > NH_4 > Rb > Cs > H.$
Haftdrucke	$Na > K > Li\,(hydr.) > NH_4 > Rb > Cs > H.$

Anionen aus Alkalisalzen.

Löslichkeitsverminderung	$NO_3 < ClO_3 < NO_2 < J < Br < C_2H_3O_2 < Cl < OH < SO_4 < CO_3.$
Haftdrucke	$(C_2H_3O_2\ hydr.), < ClO_3, < J, < NO_2, < NO_3 < Cl < Br < OH < SO_4 < CO_3.$

Anionen aus Säuren.

Löslichkeitsverminderung	$C_2H_3O_2 < C_2H_2ClO_2 < NO_3 < Cl < SO_4.$
Haftdrucke	$C_2H_2ClO_2,\ C_2H_3O_2 < NO_3 < Cl < SO_4.$

[1]) Geffken, l. c., S. 268. Interessant sind in dieser Beziehung die experimentellen Ergebnisse der Arbeit von Hofmann und Langbeck, l. c., namentlich über die Löslichkeitsbeeinflussung von Benzoesäure, Salicylsäure und von Nitrobenzoesäure in Wasser durch Nichtelektrolyte, wie Harnstoff, Zuckerarten, Alkohole usw. Die Ergebnisse stehen in bestem Einklang mit obigem Satze.

[2]) I. Traube und O. Neuberg, ZS. f. physik. Chem. 1, 509, 1887; vgl. auch Smirnow, l. c.

[3]) Geffken, l. c., S. 284.

Es sei indessen bemerkt, daß in manchen Fällen, beispielsweise in bezug auf die Löslichkeitsverminderung der Isobuttersäure in Wasser nach SMIRNOW, l. c., die Reihenfolge der Kationen nicht ist $NaKLiNH_4RbCsH$, sondern $LiNaKNH_4RbCs$. Der Haftdruck des wasserfreien Lithiumions (vgl. S. 892) würde also hier in Betracht kommen.

Zu Satz 5 sei bemerkt:

Die Löslichkeit von Thalliumchlorid[1]) wächst in den Nitratlösungen der Alkalisalze von $Li:Na:K:NH_4$, also dem Haftdruck entsprechend, ebenso wächst die Löslichkeit von $KBrO_3$ von $NaCl:NaNO_3$. Siehe auch die Bestätigung jenes Satzes in der Arbeit von EULER[2]).

Satz 6 hat hinlängliche Bestätigung gefunden durch die Arbeiten von SKIRROW[3]) und CHRISTOFF[4]).

8. Der Haftdruck der Kolloide.

Wässerige Eiweißlösungen haben nahezu dieselbe Oberflächenspannung, wie reines Wasser. Peptone dagegen erniedrigen die Oberflächenspannung des Wassers in erheblichem Maße, und die letzten Abbauprodukte des Eiweißes, wie das Glykokoll, beeinflussen wiederum die Oberflächenspannung des Wassers sehr wenig. Trotzdem besteht ein sehr bedeutender Unterschied zwischen dem Verhalten des Glykokolls und demjenigen des Eiweißes. Die Reihenfolge ist in bezug auf die Oberflächenspannung in Wahrheit nicht Pepton—Glykokoll—Eiweiß, sondern Eiweiß—Pepton —Glykokoll.

Eiweiß und andere Kolloide mit großem Molekulargewicht beeinflussen die Oberflächenspannung des Wassers deshalb nicht, weil ihr Haftdruck ebenso, wie derjenige suspendierter Teilchen, gleich oder nahezu gleich Null ist. Auch wässerige und methylalkoholische Suspensionen von Stoffen, wie Mastix, Lecithin, haben nach meinen

---

[1]) GEFFKEN, l. c., S. 296.
[2]) EULER, l. c., S. 315 u. 316.
[3]) SKIRROW, ZS. f. physik. Chem. 41, 139, 1902.
[4]) CHRISTOFF, ebenda 55, 622, 1906.

Versuchen[1]) eine Oberflächenspannung nahezu wie Wasser, oder das betreffende alkoholische Lösungsmittel.

Nach GEFFKEN beeinflussen ferner Kolloide auch die Lösefähigkeit des Wassers für Gase nicht. Dieselben werden aus ihren Lösungen durch Salze verdrängt und Eiweiß bildet ebenso wie Peptone eine Haut an der Oberfläche der Flüssigkeit. Alle diese Tatsachen, auch das abweichende osmotische und sonstige Verhalten der Kolloide zeigt, daß wir Kolloide mit großem Molekulargewicht als Stoffe zu betrachten haben, welche auf das Wasser so gut wie keinen Haftdruck ausüben. Das Verhalten von Pepton und Eiweiß zeigt ferner, daß es sich nur um graduelle Unterschiede handelt, und daß Kolloide, wie Eiweiß, die natürliche Brücke bilden zwischen den Lösungen und Suspensionen.

Auch die Suspensionen verhalten sich ja in bezug auf die Fällbarkeit durch Salze wie die Kolloide. Folgendes ist die Anordnung der Kationen und Anionen der Alkalisalze in bezug auf die Löslichkeitsbeeinflussung von Kolloiden und Suspensionen und in bezug auf die Haftdrucke[2]).

Ausflockung per Mol von Mastix nach HARDY:

Ausflockung . . $H_2SO_4 > HNO_3$, $HCl > (COOH)_2 > C_2H_4O_2$.
Haftdruck . . $H_2SO_4 > HCl > HNO_3 > (COOH)_2 > C_2H_4O_2$.

Fällung von As_2S_3 nach FREUNDLICH durch Chloride und Sulfate:

Fällung . . . . . Li > Na > K > H.
Haftdruck . . . . Li (wfr.) > Na > K > H.
Fällung per Mol . $SO_4 > Cl$.
Haftdruck . . . . $SO_4 > Cl$.

Fällung von Eiweiß nach HOFMEISTER und PAULI[3]):

---

[1]) In einem Stalagmometer, welches bei 15° für Wasser 46 Tropfen ergab, wurden für eine 1proz. Lecithinemulsion 48,5 Tropfen gefunden für eine 0,25proz. Cholesterin- sowie eine 0,5proz. Mastixemulsion, in 10proz. Methylalkohol 57 bzw. 58 Tropfen, während der 10proz. Methylalkohol als solcher 56,5 Tropfen ergab.

[2]) Siehe die betreffende Literatur: HÖBER, Physik. Chem. der Zelle u. Gewebe, II. Aufl., S. 219.

[3]) Je nachdem das Eiweiß sich in alkalischer oder saurer Lösung befindet, kehrt sich die Reihenfolge der Ionen in bezug auf das Fällungsvermögen um.

Fällung	$SO_4 > C_2H_3O_2 > Cl > NO_3 > Br > J, > CNS$, sowie $NH_4 : K : Na : Li$.
Haftdruck . . .	$SO_4 > Br > Cl, > NO_3 > J, > CNS > (C_2H_3O_2$ hydr.; sowie $NH_4 : K : Na : Li$ (wfr.).

Auch in bezug auf die Beförderung der Gelbildung und der Quellung der Gelatine zeigt sich die obige Reihenfolge der Kationen und Anionen [1]).

9. Adsorption, Teilungskoeffizient und Haftdruck.

Auf die Beziehung von Teilungskoeffizient und Oberflächenspannung ist zuerst von mir [2]), auf diejenige von Adsorption und Oberflächenspannung zuerst von FREUNDLICH [3]) hingewiesen worden.

FREUNDLICH hat eine größere Anzahl von Adsorptionskoeffizienten gemessen, aber leider es unterlassen, gleichzeitig die Oberflächenspannungen zu bestimmen; auch hat er seine Versuche nur auf Säuren und Basen ausgedehnt, obwohl sich mit Hilfe der Kapillaritätskonstante die Verteilung auch leicht sehr scharf für indifferente Stoffe von geringem Haftdruck bestimmen läßt. Man hat nur nötig, für verschiedene Konzentrationen des gelösten Stoffes die Oberflächenspannung etwa nach der Steighöhenmethode zu messen, und man vergleicht damit die Oberflächenspannung der wässerigen Phase nach eingetretenem Gleichgewicht.

Ich habe für eine Reihe 0,25 molekularer Lösungen bei 16 bis 18°

1. die kapillaren Steighöhen bestimmt,

2. die Teilungskoeffizienten für je 30 ccm Benzol und 30 ccm der wässerigen Lösung,

3. die Teilungskoeffizienten $\frac{x}{a-x}$ für je 1 g Tierkohle (MERCKs gereinigte Blutkohle) und 30 ccm der 0,25 normalen Lösung. a ist die anfängliche Menge in der Lösung, und $a-x$

---

[1]) Vgl. HÖBER, Biochem. ZS. 14, 209, 1908. Bei zahlreichen physiologischen Vorgängen (Erregbarkeit von Muskeln usw., Hämolyse von Blutkörperchen) finden wir obige Reihenfolge der Ionen wieder.

[2]) I. TRAUBE, Pflügers Arch. l. c.

[3]) FREUNDLICH, l. c.

die kapillarimetrisch oder titrimetrisch festgestellte Menge in derselben nach eingetretenem Gleichgewicht.

Die minimale Löslichkeit von Benzol in Wasser wurde durch eine Korrektion der Steighöhe berücksichtigt.

Die vierte Spalte enthält die weiter unten zu besprechenden relativen Dampfdrucke und die fünfte Spalte die absoluten Siedetemperaturen der gelösten Stoffe als solche.

0,25 Mol./Liter	Kapillare Steighöhe in mm	Teilungskoeffizient Benzol : Wasser	Adsorptionskoeffizient $\frac{x}{a-x}$ Kohle : 30 ccm Lösung	Relative Dampfdrucke in cm	Absolute Siedetemperatur
Wasser	91,5	—	—	$n \cdot b$	373
Ammoniak	91,0	—	—	6,0	—
Oxalsäure	90,0	—	0,273	$n \cdot b$	—
Schwefelsäure	89,6	—	0,075	„	—
Weinsäure	89,6	—	0,203	„	—
Zitronensäure	87,75	—	0,192	„	—
Bernsteinsäure	86,7	—	0,289	„	—
Essigsäure	85,0	—	0,244	„	391
Chloressigsäure	85,0	—	0,380	„	457
Äthylalkohol	84,0	—	0,136	5,8	351
Acetaldoxim	83,5	—	0,289	4,4	—
Aceton	80,85	0,825	0,288	15,1	329
Urethan	79,35	—	0,428	0,5	453
Oxyisobuttersäure	78,45	—	0,239	$n \cdot b$	485
Propionitril	77,1	4,0	0,405	12,0	371
Propionsäure	75,75	0,19	0,366	$n \cdot b$	413
Methylacetat	75,0	2,0	0,471	29,4	329,5
Methyläthylketon	72,85	2,33	0,330	22,2	353
Diäthylamin	68,8	0,54	0,746	39,5	330,5
Piperidin	67,5	0,60	0,603	31,2	383
Anilin	65,5	10,4	1,252	0,2	457
Äthylacetat	62,8	10,0	0,543	42,6	346
Buttersäure	61,3	1,29	0,573	0,7	435,5
Methylpropylketon	58,2	12,2	0,701	32,1	376
Dimethyläthylcarbinol	54,5	1,15	0,480	21,8	375,5
Isoamylalkohol	37,4	2,84	0,786	14,5	404,5

Die Tabelle lehrt zunächst, daß, ganz der Erwartung gemäß, im großen und ganzen Haftdruck, Teilungskoeffizient und Adsorp-

tion parallel gehen. Mehr ist nach dem, was oben S. 883 ausgeführt wurde, nicht zu erwarten, da die letzten beiden Größen auch vom Haftdruck Substanz: Benzol und Substanz: Kohle abhängen. Dahingegen wäre es vielleicht möglich, durch Bestimmung der Oberflächenspannung der betreffenden Benzollösungen den Teilungskoeffizienten als die Differenz der Haftdrucke zu bestimmen.

Es sei hingewiesen auf die nahezu gleichen Oberflächenspannungen, aber sehr ungleichen Teilungskoeffizienten der Isomeren Methylacetat: Propionsäure und Äthylacetat: Buttersäure, ferner auf das Ansteigen der Teilungs- und Adsorptionskoeffizienten in homologen Reihen wie Essigsäure: Propionsäure: Buttersäure. Am bemerkenswertesten ist aber das Ergebnis, daß, erst wenn der Haftdruck des Stoffes in Wasser unter einen gewissen Schwellenwert (Steighöhe etwa 81 mm) sinkt, ein Eintritt in das Benzol stattfindet. Stoffe, wie Essigsäure und Äthylalkohol, gehen selbst nicht spurenweise in das Benzol, und umgekehrt, selbst wenn diese Stoffe in größten Mengen im Benzol gelöst werden, gehen sie vollständig in das Wasser über.

Als eine 20proz. Alkohollösung mit Wasser geschüttelt wurde, ergab die Kapillaritätsbestimmung der wässerigen Phase, daß schon beim ersten Schütteln so gut wie sämtlicher Alkohol in das Wasser gewandert war, und beim nochmaligen Schütteln zeigte die wässerige Phase die Oberflächenspannung des reinen Wassers. Von einem Teilungskoeffizienten und der Anwendung von Henrys Satze kann also hier nicht die Rede sein.

Wird die Lösung eines Stoffes in Benzol oder anderen ähnlichen organischen Lösungsmitteln mit Wasser in Berührung gebracht, so findet eine Verteilung nur statt, wenn der Haftdruck des Stoffes in Wasser kleiner ist als ein gewisser Schwellenwert, anderenfalls wandert der Stoff vollständig in das Wasser. Ist der Haftdruck des betreffenden Stoffes dagegen in Wasser $= 0$, so bleibt der Stoff völlig im Benzol gelöst.

Es ist nicht unmöglich, daß in Wasser lösliche Stoffe von sehr geringem Haftdruck, wie Chloroform, Äthylenchlorid, Äthyl-

jodid usw.[1]) beim Schütteln mit Benzol völlig in dieses Lösungsmittel übergehen. Die Verteilung wäre alsdann an eine untere und eine obere Grenze gebunden, welche von dem relativen Haftdruck abhängt.

Es seien schließlich noch einige Teilungskoeffizienten bei 16 bis 18° von mir veröffentlicht, welche die Abhängigkeit von den relativen Mengenverhältnissen dartun.

Mol./Liter		Wässerige Lösung ccm	Benzol ccm	$\frac{x}{a-x}$
0,25	Dimethyläthylcarbinol	30	30	1,15
0,125	Dimethyläthylcarbinol	30	30	1,00
0,25	Methyläthylketon	30	5	0,330
0,25	Methyläthylketon	30	30	2,33
0,125	Methyläthylketon	30	30	3,03
0,25	Methylpropylketon	30	30	12,2
0,125	Methylpropylketon	30	30	9,0
0,25	Anilin	30	30	10,4
0,125	Anilin	30	30	(10,4)
0,25	Propionitril	30	5	0,543
0,25	Propionitril	30	20	2,086
0,25	Propionitril	30	30	4,000
0,25	Propionitril	30	Schwefelkohlenstoff 30	0,667

10. Kompressibilität und Haftdruck.

In bezug auf die nahen Beziehungen von Kompressibilität, Oberflächenspannung und Binnendruck kann ich mich kurz fassen und auf die Ausführungen von GEFFKEN, l. c., S. 290, sowie FREUNDLICH, l. c., S. 436, verweisen.

VAN DER WAALS hat in seinem berühmten Buche über die Kontinuität usw. zuerst eine Gleichung abgeleitet, nach welcher Binnendruck und Kompressionskoeffizient in reziproker Beziehung stehen. Es sind ferner zu erwähnen die Arbeiten von RÖNTGEN

[1]) I. TRAUBE, Pflügers Arch., l. c., S. 549.

und SCHNEIDER[1]), GUINCHANT[2]), GUILBAUT[3]), DRUCKER[4]) und TH. W. RICHARDS[5]).

Folgendes ist nach RÖNTGEN und SCHNEIDER die Anordnung der Ionen für die Alkalisalze und Säuren:

	Kationen.
Kompressibilität . . .	$Na < K < Li < NH_4 < H$.
Haftdruck	$Na > K > Li\,(hydr.) > NH_4 > H$.
	Anionen.
Kompressibilität . . .	$CO_3 < SO_4 < OH < Cl < Br < NO_3 < J$.
Haftdruck	$CO_3 > SO_4 > OH > Br > Cl > NO_3 > J$.

Man erkennt die vortreffliche Übereinstimmung.

Auch auf die Beziehungen wurde bereits hingewiesen[6]), welche zwischen Oberflächenspannung und der Verschiebung der Temperatur des Dichtemaximums für Wasser bestehen. Indessen die Reihenfolge der Ionen ist hier weniger gut übereinstimmend als für die Kompressibilität und Haftdruck. Gut kommt aber die Übereinstimmung zum Ausdruck, wenn man die Messungen von MÜLLER[7]) über den Einfluß organischer Stoffe auf jene Temperatur mit der von mir gemessenen Oberflächenspannung der betreffenden Lösungen vergleicht. Ich möchte indessen nicht näher hierauf eingehen; es besteht eine anscheinend völlige Parallelität.

11. Plasmolyse und Haftdruck.

DE VRIES[8]) berechnet auf Grund seiner plasmolytischen Versuche nebenstehende isotonische Koeffizienten.

Es ist unverkennbar, daß hier eine Parallelität der Werte statthat. Die erhebliche Abweichung bei Weinsäure darf nicht befremden, da bei plasmolytischen und ebenso bei hämolytischen

---

[1]) RÖNTGEN und SCHNEIDER, Wiedem. Ann. 29, 165, 1886.
[2]) GUINCHANT, C. R. 132, 469, 1901.
[3]) GUILBAUT, ZS. f. physik. Chem. 24, 385, 1897.
[4]) DRUCKER, ebenda 52, 641, 1905.
[5]) RICHARDS, ebenda 61, 449, 1908.
[6]) Siehe GEFFKEN und FREUNDLICH, l. c.
[7]) W. MÜLLER, ZS. f. physik. Chem. 43, 109, 1903.
[8]) DE VRIES, ZS. f. physik. Chem. 2, 427, 1888 und 3, 109, 1889.

	Isotonische Koeffizienten	Haftdrucke × 100
Harnstoff	100	3
Glycerin	105	— 4
Dextrose	107	12
Rohrzucker	111	20
Weinsäure	(119)	3
Magnesiumsulfat	125	17
Kaliumnitrat	176	9,5
Natriumnitrat	176	—
Kaliumacetat	176	—
Kaliumchlorid	169 (181)	14
Ammoniumchlorid	176 (182)	13
Natriumchlorid	181	16
Lithiumchlorid	192	16,5
Kaliumsulfat	231)	34
Strontiumchlorid	269	37
Calciumchlorid	278	41
Magnesiumchlorid	279	39

Versuchen Säuren nicht mit indifferenten Stoffen verglichen werden dürfen[1]).

Bei den Anionen der Alkalisalze haben wir in beiden Fällen die Reihenfolge NO_3—Cl—SO_4. Bei den Kationen der alkalischen Erden ist die Reihenfolge SO_4—Cl und Sr—Ca[2]).

12. Dampfdruck und Haftdruck.

Nach Gibbs Theorem konzentrieren sich Stoffe von geringem Haftdruck im Lösungsmittel in der Oberfläche. Je geringer der Haftdruck ist, um so größer muß somit auch das Bestreben sein, die Oberfläche zu verlassen, und von Stoffen, welche gleichen Siedepunkt haben, muß der Dampfdruck um so größer sein, je geringer der Haftdruck ist; umgekehrt müssen Stoffe von gleichem Haftdruck immer um so größeren Dampfdruck zeigen, je niedriger der Siedepunkt ist.

[1]) I. Traube, Biochem. ZS. 10, 376, 1908.

[2]) Vgl. Höber, Biochem. ZS. 14, 209, 1908. Der Einfluß auf die Hämolyse ist für $SO_4 < Cl < Br$, $NO_3 < J$ und Li, Na < Cs, Rb < K.

Die Tabelle auf S. 901 zeigt die volle Bestätigung dieser Forderungen der Theorie. Da es mir nur auf relative Dampfdrucke ankam, habe ich mich einstweilen damit begnügen können, die Bestimmungen in dem für technische Zwecke vielfach angewandten GEISSLERschen Vaporimeter bei 100° vorzunehmen. Der Nullpunkt mußte demnach willkürlich angenommen werden. Es ist daher allen Dampfdruckwerten eine gewisse unbekannte Größe a cm hinzuzufügen. Bei den Lösungen der Stoffe, wo sich die Bezeichnung n. b. (nicht bestimmbar) findet, ist der Dampfdruck in bezug auf den willkürlich gewählten Nullpunkt negativ.

Da die Stoffe nach der Größe des Haftdruckes (der kapillaren Steighöhe) geordnet sind, so haben zwei benachbarte Glieder annähernd gleichen Haftdruck; man erkennt beim Vergleiche zweier solcher Glieder allgemein, daß eine Zunahme des Siedepunktes einer Abnahme des Dampfdruckes entspricht und umgekehrt. Ebenso hat bei annähernd gleichem Siedepunkte (vgl. Methylacetat und Diäthylamin; Methyläthylketon und Äthylalkohol; Propionitril und Methylpropylketon) die Lösung von geringerer Oberflächenspannung den größeren Dampfdruck. Bei Lösungen von Stoffen homologer Reihen (Äthylalkohol—Amylalkohol usw.) nimmt der Dampfdruck zu mit wachsendem Molekulargewicht trotz des höheren Siedepunktes der gelösten Substanz. Bei Feststellung der quantitativen Beziehungen zwischen Dampfdruck, Haftdruck und Siedepunkt sind vielleicht die sogenannten assoziierten Stoffe besonders zu behandeln.

Wenn gelöste Stoffe die Oberflächenspannung des Wassers vergrößern, so zeigt nach GIBBS die Oberfläche eine Konzentrationsabnahme. Je größer der molekulare Haftdruck eines solchen Stoffes, beispielsweise eines Salzes ist, um so geringer müßte die Konzentration der Oberfläche sein, um so größer müßte die molekulare Dampfdruckverminderung werden; andererseits aber muß der größere Haftdruck bzw. Binnendruck die Verdampfung erschweren, so daß sich hier also entgegengesetzt wirkende Einflüsse geltend machen; auch die Hydratbildungen müssen die Konzentration der Oberfläche beeinflussen.

Obwohl somit die Verhältnisse hier keineswegs ganz einfach liegen, zeigt sich doch eine ziemlich weitgehende Parallelität zwischen molekularer Dampfdruckverminderung oder Siedepunkts-

erhöhung und molekularem Haftdruck. Ich begnüge mich damit, auf die Dampfdruckmessungen von TAMMANN [1]), sowie die Siedepunktsbestimmungen von KAHLENBERG [2]), SMITS [3]), LANDSBERGER [4]) und BILTZ [5]) hinzuweisen und fasse die Folgerungen in folgende Tabelle zusammen:

Kationen:

Mol. Dampfdruckverminderung: $NH_4 < K < Rb < Na < Li$;
$Ba < Sr < Mg < Ca$.
„ Siedepunktserhöhung: $Cs < Rb < K < Na < Li$; $Ba < Ca$.
„ Haftdruck: $Cs < Rb < NH_4 < K < Na < Li$; $Ba < Sr < Mg < Ca$.

Anionen der Alkalisalze:

Mol. Dampfdruckverminderung: $NO_3 < ClO_3 < F$, $ClO_4 < CNS < Cl < Br$
$< J < SO_4 < OH < CO_3 < MO_4 < WO_4$.
„ Siedepunktserhöhung: $NO_3 < Cl < Br < ClO_3 < J$.
„ Haftdruck: $ClO_3 < CNS$, $J < NO_3 < Cl < Br < OH < F < SO_4$,
$CO_3 < MO_4 < WO_4$.

Anionen der Salze der Magnesiumreihe:

Mol. Dampfdruckverminderung: $SO_4 < (ClO_3)_2 < Cl_2$.
„ Siedepunktserhöhung: $SO_4 < Cl_2$.
„ Haftdruck: $SO_4 < (ClO_3)_2 < Cl_2$.

13. Gefrierpunkt und Haftdruck.

In Anbetracht der nahen Beziehungen von Dampfdruck- und Gefrierpunktserniedrigung gilt für die Gefrierpunkte der Salzlösungen dasselbe, was soeben über die Dampfdrucke jener Lösungen mitgeteilt wurde.

Unter Benutzung der Werte von JONES [6]) und BILTZ [7]) ziehe ich die in der Tabelle enthaltenen Folgerungen:

---

[1]) TAMMANN, Ak. St. Petersburg 35, No. 9, 1887. Ref. ZS. f. physik. Chem. 2, 42, 1888.
[2]) KAHLENBERG, Journ. phys. chem. 5, 366, 1901.
[3]) SMITS, ZS. f. physik. Chem. 39, 418, 1902.
[4]) LANDSBERGER, ZS. f. anorg. Chem. 17, 452, 1898.
[5]) BILTZ, ZS. f. physik. Chem. 40, 208, 1902.
[6]) JONES und GETMAN, ZS. f. physik. Chem. 46, 244, 1902 u. 49, 385, 1904, sowie Publ. of the Carnegie Instit. 1907.
[7]) BILTZ, ZS. f. physik. Chem. 40, 185, 1902.

Kationen:

Mol. Gefrierpunktserniedrigung $Cs < Rb < K < NH_4 < Na < Li < H$:
$Ba < Sr < Ca < Mg$.

„ Haftdruck . . . . . $H < Cs < Rb < NH_4 < K < Na < Li$:
$Ba < Sr < Mg < Ca$.

Anionen der Alkalisalze:

Mol. Gefrierpunktserniedrigung $NO_3 < SCN < CN < F < Cl < Br < J$
$< OH < SO_4 < CO_3$.

„ Haftdruck . . . . . $SCN, J < CN < NO_3 < Cl < Br < OH$
$< F < SO_4 < CO_3$.

Anionen in der Magnesiumreihe:

Mol. Gefrierpunktserniedrigung $SO_4 < Cl_2$.

„ Haftdruck . . . . . $SO_4 < Cl_2$.

Man erkennt vielfache Übereinstimmungen, aber auch mehrfache beträchtliche Abweichungen in der Reihenfolge; am auffallendsten ist die Abweichung in der Stellung des Wasserstoffes.

14. Reibung und Haftdruck.

Auf die immer wiederkehrende Reihenfolge der Ionen NO_3, Cl und SO_4 in bezug auf innere Reibung der Salzlösungen ist schon von FREUNDLICH u. a. hingewiesen worden.

Auf Grund der Arbeiten von REYHER[1]), WAGNER[2]) und EULER[3]) gelange ich zu folgender Zusammenstellung:

Kationen:

Zunahme der inneren Reibung $Li > Na > H > Ag > K > NH_4 > Rb > Cs$;
$Mg > Ca > Sr > Ba$.

Haftdruck . . . . . Li(wfr.)$> Na > Ag > K > NH_4 > Rb > Cs > H$;
$Ca > Mg > Sr > Ba$.

Anionen:

Zunahme der inneren Reibung $SO_4 > OH > Cl > Br > NO_3$.

Haftdruck . . . . . $SO_4 > OH > Br > Cl > NO_3$.

Man erkennt, daß wiederum insbesondere der Wasserstoff sich anormal verhält.

---

[1]) REYHER, ZS. f. phys. Chem. 2, 744, 1888.
[2]) WAGNER, ebend. 5, 30, 1890.
[3]) EULER, ebend. 25, 536, 1898.

15. Diffusionskoeffizient und Haftdruck.

Aus den Arbeiten von VOIGTLÄNDER[1]) und HAUSMANN[2]) ergibt sich folgende Reihenfolge der Kationen in bezug auf die Geschwindigkeit der Diffusion:

Diffusionskoeffizient $Li < Na < NH_4 < K < H$; $Ca < Mg < Sr < Ba$.
Haftdruck . . . . . $Li > Na > K > NH_4 > H$; $Ca > Mg > Sr > Ba$.

16. Ionengeschwindigkeit, elektrisches Leitvermögen und Haftdruck.

In umstehender Tabelle finden sich die aus den Natriumsalzen berechneten Anionengeschwindigkeiten nach BREDIG[3]), und daneben die von mir gefundenen molekularen Haftdrucke für die freien Säuren, sowie deren Natrium- und Kaliumsalze bei 15°.

Ein Vergleich der Werte der ersten beiden Kolumnen zeigt, daß mit wenigen Ausnahmen die Geschwindigkeiten der Anionen um so größer sind, je größer die Haftdrucke der Wasserstoffverbindungen sind.

Diese Beziehung erscheint mir sehr beachtenswert; auch sei darauf hingewiesen, daß für die Natrium- (und ebenso Kalium-) Verbindungen die Parallelität weniger vollkommen ist.

Die folgende Tabelle (S. 911) enthält die Geschwindigkeiten der Kationen und die molekularen Haftdrucke der betreffenden Nitrate und Chloride.

Es ist wohl unverkennbar, daß im allgemeinen die Geschwindigkeit der Kationen um so größer ist, je kleiner der Haftdruck der betreffenden Salze ist.

Eine Ausnahme bildet anscheinend nur das Thallium[4]).

Während somit die Geschwindigkeit der Anionen mit wachsendem Haftdrucke zunimmt, nimmt die Geschwindigkeit der Kationen mit zunehmendem Haftdrucke ab. Dieses Ergebnis erscheint mir höchst bedeutungsvoll

[1]) VOIGTLÄNDER, ebend. 3, 333, 1888.
[2]) HAUSMANN, ZS. f. anorg. Chem. 40, 129, 1904.
[3]) BREDIG, ZS. f. phys. Chem. 13, 228, 1894.
[4]) Über das Lithium vgl. S. 892 dieser Arbeit.

	Geschwindigkeit	Mol. Haftdruck der Säure	Mol. Haftdruck des Natriumsalzes
OH	167,0	± 0,0	(+ 0,18)
Cl	70,2	— 0,05	+ 0,16
Br	73,0	— 0,075	(+ 0,18)
NO_3	65,1	— 0,11	+ 0,14
J	72,0	— 0,14	+ 0,04
ClO_3	59,0	— 0,19	+ 0,075
HCO_2	51,2	— 0,46	+ 0,135
CH_3CO_2	38,3	— 1,25	+ 0,04
CH_2ClCO_2 . .	37,3	— 1,31	+ 0,01
CH_2BrCO_2 . .	36,2	— 1,45	—
$CHCl_2CO_2$ . .	35,4	— 2,10	— 0,19
$C_2H_5CO_2$ . . .	34,3	— 2,48	—
CCl_3CO_2 . . .	32,8	— 2,48	— 0,74
$C_3H_7CO_2$ [1]) . .	30,9	— 4,04	—
$C_3H_7CO_2$ [2]) . .	30,7	— 3,99	—
SO_4	73,5	— 0,03	+ 0,38
$C_3H_2O_4$ [3]) . . .	62,2	(— 0,7)	—
$C_4H_2O_4$ [4]) . . .	59,6	(— 0,6)	—
$C_4H_2O_4$ [5]) . . .	58,9	(— 0,8)	—
$C_4H_4O_6$ [6]) . . .	57,9	— 0,03	+ 0,30
$C_4H_4O_4$ [7]) . . .	56,2	— 1,0	+ 0,36

und steht gewiß mit dem elektrochemischen Gegensatze der beiden Ionenarten und ihrem elektrokapillaren Verhalten im engsten Zusammenhange.

Es sei daran erinnert, daß das Fällungsvermögen der Ionen für Eiweiß [8]) sich umkehrt, je nachdem das Eiweiß sich in saurer oder alkalischer Lösung befindet (siehe auch w. u. spezifische Wärme und Zersetzungsspannung).

---

[1]) Isobuttersäure.
[2]) Buttersäure.
[3]) Malonsäure.
[4]) Maleïnsäure.
[5]) Fumarsäure.
[6]) Weinsäure.
[7]) Bernsteinsäure.
[8]) Vgl. Höber, Physikalische Chemie der Zelle und Gewebe. 2. Aufl., S. 245, 1906.

	Geschwindigkeit bei 25°	Mol. Haftdruck der Nitrate	Mol. Haftdruck der Chloride
H.	325	— 0,11	— 0,05
Cs	73,6	—	+ 0,09
Rb	73,5	—	+ 0,12
NH_4	70,4	+ 0,12	+ 0,13
K.	70,6	+ 0,125	+ 0,14
Tl	69,5	(0,0)	—
Ag	59,1	0,13	—
Na	49,2	0,14	0,16
Li (hydr.) . . .	39,8	(0,09)	(0,15)
Ba	(64)	—	0,35
Sr	(63)	—	0,37
Ca	(62)	—	0,41
Mg	(58)	—	0,39

Daß übrigens die Geschwindigkeit zum mindesten bei den komplizierten zusammengesetzten Kationen nicht allein vom Haftdrucke abhängt, zeigt das Verhalten der Kationen $N(C_2H_5)_4$ und $P(C_2H_5)_4$. Die Ionengeschwindigkeiten sind nach BREDIG 32,2 bzw. 30,6; die aus den Jodiden berechneten molekularen Haftdrucke indessen nur — 0,39 bzw. — 0,71.

GARRARD und OPPERMANN[1]) haben, indem sie einem Elektrolyten einen Nichtelektrolyten zusetzten, durch Bestimmung der Konzentrationsänderung des letzteren die Wassermenge bestimmt, welche mit dem Elektrolyten wanderte und sie sind zu dem Ergebnisse gelangt, daß in den von ihnen untersuchten Fällen die Zahl der wandernden Wassermoleküle sich für die Ionen NO_3, Br, Cl, SO_4 verhielt wie 2,5 : 4 : 5 : 9. Also auch hier erkennen wir die Reihenfolge der Haftdrucke wieder.

17. Zersetzungsspannung, elektrochemischer Gegensatz der Ionen und Haftdruck.

Nach WILSMORE und NERNST[2]) ist folgendes die Reihenfolge der Anionen in bezug auf die Zersetzungsspannung; daneben

[1]) Siehe GARRARD und OPPERMANN, Gött. Nachr. 1900, S. 86 und SMIRNOW, ZS. f. phys. Chem. 58, 681, 1907.

[2]) WILSMORE, ZS. f. phys. Chem. 35, 318, 1900 und NERNST, Theor. Chem.

finden sich die Haftdrucke der Kaliumverbindungen und freien Säuren:

	Zersetzungspannung	Haftdruck des Kaliumsalzes	Haftdruck der Säure
SO_4	— 1,9	0,34	— 0,03
Fl	— 1,87	0,20	—
OH	— 1,68	0,165	—
Cl	— 1,35	0,14	— 0,05
Br	— 0,99	0,16	— 0,075
J	— 0,52	0,06	— 0,145

Je größer der Haftdruck der Anionen ist, um so größer ist im allgemeinen die Zersetzungsspannung. Bei den Kationen scheint es umgekehrt zu sein, denn nach WILSMORE nimmt die Zersetzungsspannung ab von K : Na, von Ba : Sr : Ca, Mg, indessen wir dürfen nicht vergessen, daß neben dem Haftdruck auch der Binnendruck[1]) des Metalls entscheidend ist für Größe und Vorzeichen der Zersetzungsspannung. Kalium hat eben einen geringeren Binnendruck als Natrium usw.

Die künftige Theorie der galvanischen Ketten wird weder den Begriff des osmotischen Druckes noch denjenigen der elektrolytischen Lösungstension kennen, sondern den Binnendruck der Elektrodenelemente und den Haftdruck der Elektrolyte in die Gleichungen einzuführen haben.

Wenn man die einwertigen Ionen nach der Größe ihres Haftdruckes in der Weise in einer Reihe ordnet, daß man mit dem Kation von geringstem Haftdruck beginnt und mit dem Anion mit größtem Haftdrucke aufhört, so ergibt sich folgende Reihenfolge:

H, Cs, Rb, NH_4, K, Na, Li . . . J, Br, Cl, OH, Fl.

Die Beziehung von Haftdruck und elektrochemischem Gegensatz ist hier unverkennbar. An einem Ende der Reihe

[1]) Siehe die von mir berechneten Binnendrucke der Elemente. ZS. f. anorg. Chem. 34, 413, 1903.

steht der Wasserstoff, am anderen Ende Fluor und die Hydroxylgruppe.

18. Die spezifische Wärme und der Haftdruck.

Während die spezifische Wärme des Wassers durch Auflösung von Stoffen, von Salzen usw., also von Stoffen mit großem Haftdrucke, im allgemeinen verringert wird, erfährt dieselbe durch Auflösung organischer Stoffe, insbesondere von geringem Haftdruck, eine Vergrößerung.

Aus den Werten der Alkali- und Silbersalze und -säuren von MARIGNAC [1]) und J. THOMSEN [2]) ergibt sich, wie ich fand, folgende Reihenfolge der Ionen:

Anionen:

Verminderung der Molekularwärme $C_2H_3O < NO_3 < J < Cl < Br < OH < SO_4, CO_3$.

Mol. Haftdruck . . . . . $C_2H_3O < J < NO_3 < Cl < Br < OH < SO_4 < CO_3$.

Kationen:

Verminderung der Molekularwärme $NH_4 < Na < K < Ag < H$.

Mol. Haftdruck . . . . . $Na > K > NH_4 > Ag > H$.

Während demnach die spezifische Wärme in der Reihe der Anionen mit zunehmendem Haftdrucke abnimmt, nimmt dieselbe in der Reihe der Kationen, wenn man von dem zusammengesetzten Ion NH_4 absieht, mit wachsendem Haftdrucke zu.

Wir haben hier somit dieselbe Heterogenität im Verhalten der Ionen, wie bei den Ionengeschwindigkeiten, sowie in bezug auf die Fällung des Eiweiß (vgl. S. 910 dieser Mitteilung).

Leider fehlt es einstweilen noch an einer methodischen Untersuchung von spezifischen Wärmen wässeriger Lösungen organischer Stoffe [3]), aber die vorhandenen Werte [4]) sprechen durchaus dafür,

---

[1]) MARIGNAC, Ann. chim. phys. (5) 8, 410, 1876. Vgl. OSTWALD, Lehrb. allg. Chem. 1, 599, 1891.

[2]) THOMSEN, Thermochemie. Übersetzt von I. Traube. Stuttgart, Enke. Vgl. auch OSTWALD, l. c., S. 597.

[3]) Dieselbe ist von mir beabsichtigt.

[4]) Vgl. LANDOLT-BÖRNSTEIN-MEYERHOFFERS Tabellen.

daß die Vergrößerung der spezifischen Wärme des Wassers der Verminderung des Haftdruckes parallel geht.

Bemerkenswert sind die folgenden Zahlenwerte aus den Untersuchungen von MARIGNAC:

	Molekularwärme von 2 Äqu. in 200 Mol. Wasser in cal.	Differenz
K_2Cl_2	3558	+ 14
H_2Cl_2	3544	
$K_2N_2O_6$	3603	+ 19
$H_2N_2O_6$	3584	
K_2SO_4	3571	— 33
H_2SO_4	3604	
$K_2C_2O_4$	3579	— 42
$H_2C_2O_4$	3621	
$K_2(C_2H_3O_2)_2$ . .	3625	— 48
$H_2(C_2H_3O_2)_2$ . .	3673	

19. Lösungs- und Verdünnungswärmen, sowie Haftdruck.

In der folgenden Tabelle wurden auf Grund der Angaben von LANDOLT-BÖRNSTEIN-MEYERHOFFERS Tabellen die molekularen Lösungswärmen einiger Kalium- und Ammoniumsalze zusammengestellt.

	Mol. Wasser	Lösungswärme in Cal.		Mol. Wasser	Lösungswärme in Cal.
$KClO_4$ . . .	200–400	— 12,1	K_2CO_3 . .	100	+ 6,5
$KClO_3$ . . .	200–400	— 9,95	NH_4NO_3 .	200	— 6,32
KNO_3 . . .	200	— 8,5	NH_4CNS .	?	— 5,7
K_2SO_4 . . .	100	— 6,58	NH_4NO_3 .	400	— 4,75
KCNS . . .	200	— 6,1	NH_4CN . .	820	— 4,4
KCNO . . .	660	— 5,2	NH_4Br . .	200	— 4,4
KBr	100	— 5,24	NH_4Cl . .	200	— 3,9
KJ	200	— 5,1	NH_4J . . .	200	— 3,55
KCl	100	— 4,49	$[NH_4]_2SO_4$	400	— 2,4
KCN . . .	180	— 2,9	NH_4F . .	—	— 1,5

Die Reihenfolge der Haftdrucke der Anionen ist:

ClO_4—CNS—J, ClO_3—CN—NO_2, CNO—NO_3—Cl, Br—F—SO_4—CO_3.

Bedenkt man, daß die Lösungswärme auch vom Binnendruck des zu lösenden Stoffes abhängt, und nur bei gleichem Binnendrucke einfache Beziehungen zum Haftdrucke zu erwarten sind, so wird man mit der ziemlich weitgehenden Übereinstimmung der Reihen zufrieden sein können.

Vermutlich größer dürfte die Übereinstimmung sein für die Lösungswärmen organischer Stoffe, sowie vor allem auch die Verdünnungswärmen von Salzlösungen usw. Leider fehlt es einstweilen noch an Zahlenmaterial [1]).

20. Neutralisationswärme, Ionisation und Haftdruck.

Dieses Kapitel ist hinreichend bedeutungsvoll, um etwas ausführlicher dabei zu verweilen, denn gerade die Neutralisationswärme hat in der Geschichte der elektrolytischen Dissoziationstheorie eine erhebliche Rolle gespielt und, wie so oft, wenn es sich um die Begründung dieser Theorie handelte, hat man sich mit den Schwierigkeiten in zu leichter Weise abgefunden. Der Umstand, daß eine schwache Säure, wie die Essigsäure, fast die gleiche Neutralisationswärme (13,4 Cal) mit Natron ergibt, wie die starke Salzsäure (13,7 Cal), hätte zu Bedenken Veranlassung geben sollen, anstatt dessen wurde von Herrn Ostwald die Schwierigkeit beseitigt durch die Annahme, daß die Dissoziationswärme der Essigsäure $= 0$ sei [2]).

Man hat den Haftdruck bei diesen Betrachtungen vernachlässigt.

Die Größe der Neutralisationswärme ist abhängig sowohl vom Ionisationsgrade wie von der Differenz der Haftdrucke von Säure bzw. Basis und Salz.

Ist jene Haftdruckdifferenz und ebenso der Ionisationsgrad nur wenig verschieden, wie bei NaCl—HCl, NaBr—HBr, $NaNO_3$—HNO_3, ferner KCl—HCl, LiCl—HCl usw., so ist auch die Neutralisationswärme in erster Annäherung gleich groß. Doch selbst

[1]) Ich habe die Absicht, Lösungs- und Verdünnungswärmen zu bestimmen.

[2]) Ostwald, ZS. f. phys. Chem. 3, 588, 1889.

hier (siehe die folgende Tabelle) gehen die Haftdruckdifferenzen von Salz und freier Säure bzw. Basis den kleinen Differenzen der Neutralisationswärmen parallel.

Wenn aber eine nicht ionisierte schwache Säure, wie die Essigsäure mit Natron, fast dieselbe Neutralisationswärme ergibt, wie die starken Säuren, so liegt dies daran, daß wegen des weitaus geringeren Haftdruckes der Essigsäure die Arbeit, welche erforderlich ist, um die Essigsäure vom Lösungsmittel zu trennen, um so viel geringer ist als die entsprechende Arbeit für Salzsäure, als dem Unterschiede der Ionisationsarbeiten entspricht. Die Ionisationsarbeit ist annähernd gleich der Haftarbeit; aber die Ionisationsarbeit ist nicht, wie OSTWALD u. a. annehmen, gleich 0.

Je stärker ein Stoff oder seine Ionen am Lösungsmittel haften, um so größer wird im allgemeinen auch der Ionisationsgrad sein. Alkalisalze mit zwei basischen Säuren (K_2SO_4, Na_2CO_3 usw.), sowie die Chloride, Chlorate usw. der alkalischen Erden haben einen größeren Haftdruck und sind dementsprechend stärker ionisiert als die binären Alkalisalze. Diese wiederum, sowie die starken Säuren HCl, HNO_3 usw. sind entsprechend ihrem größeren Haftdruck stärker ionisiert als die schwachen organischen Säuren usw.

Die Sulfate von Magnesium usw. sind weniger ionisiert als die entsprechenden Chloride, haben auch einen geringeren Haftdruck; der Haftdruck (vgl. S. 890, S.-A.) des nicht ionisierten Quecksilberchlorides ist negativ usw. Trotz dieser großen Übereinstimmung ist indessen die Parallelität von Haftdruck und Ionisation keineswegs allgemein, wie das Verhalten der Essigsäure und der halogenierten Essigsäuren (siehe die nebenstehende Tabelle) beweist.

Wie weit die Beziehungen von Neutralisationswärme und Haftdruck gehen, mag nebenstehende Tabelle zeigen.

Bei den einfachen einbasischen anorganischen Säuren ist, wie man erkennt, die Reihenfolge der Anionen in bezug auf die Neutralisationswärmen: F—ClO_3, Br, Cl—NO_3, J; und in bezug auf die Haftdrucke der Natriumsalze: F—ClBr—NO_3—ClO_3J.

Anionen	Neutralisationswärme pro Äqu. in Kalorien nach THOMSEN	Mol. Haftdruck vom Natriumsalz	Mol. Haftdruck der freien Säure	Diff. Na—H
F	16,27	(+ 0,22)	—	—
Br	13,75	(+ 0,14)	— 0,07	+ 0,21
Cl	13,74	+ 0,16	— 0,05	+ 0.21
J	13,68	+ 0,04	— 0,14	+ 0,18
NO_3	13,68	+ 0,14	— 0,11	+ 0,25
ClO_3	13,76	+ 0,075	— 0,19	+ 0,26
HCO_2	13,45	+ 0,135	— 0,46	+ 0,60
CH_3CO_2	13,40	+ 0,04	— 1,25	+ 1,29
$C_2H_5CO_2$	13,48	—	— 2,48	—
$C_3H_7CO_2$	13,7	—	— 4,04	—
$C_4H_9CO_2$	14,0	—	—	—
CH_2ClCO_2	14,28	+ 0,01	— 1,31	+ 1,34
$CHCl_2CO_2$	14,83	— 0,19	— 2,10	+ 1,91
CCl_3CO_2	13,92	— 0,74	— 2,48	+ 1,74
$\frac{1}{2}\ SO_4$	15,5	+ 0,19	— 0,015	+ 0,20
$\frac{1}{2}\ C_4H_4O_6$	12,6	+ 0,15	— 0,01	+ 0,16
$\frac{1}{2}\ C_4H_4O_4$	—	+ 0,18	— 0,50	+ 0,68

Bis auf die Fluorwasserstoffsäure sind die in Anbetracht des nahezu gleichen Ionisationsgrades von Säure und Salz maßgebenden Haftdruckdifferenzen nur wenig verschieden. Die große Neutralisationswärme der Fluorwasserstoffsäure steht vermutlich in engstem Zusammenhange mit der größeren Haftdruckdifferenz. Leider ist indessen der Haftdruck der freien Säure noch unbekannt.

Die Neutralisationswärme nimmt etwas zu von der Essigsäure zur Valeriansäure. Der Ionisationsgrad der freien Säure ist in allen Fällen fast = 0. Dahingegen nimmt der Haftdruck der Säure mit zunehmendem Molekulargewicht erheblich ab und die Haftdruckdifferenz Na—H zu, und demgemäß muß die Neutralisationswärme zunehmen.

Interessant ist das Verhalten der Essigsäure und der chlorierten Essigsäuren.

Die Haftdruckdifferenz Na—H ist für Essigsäure und Monochloressigsäure nahezu gleich, demgemäß müßten auch die Neutralisationswärmen annähernd gleich groß sein, wenn der Ioni-

sationsgrad der beiden Säuren derselbe wäre. Aber entsprechend dem größeren Ionisationsgrade der Chloressigsäure finden wir eine größere Neutralisationswärme. Dem Maximum der Neutralisationswärme bei der Dichloressigsäure entspricht auch ein Maximum der Haftdruckdifferenz.

Von den zweibasischen Säuren, Schwefelsäure, Weinsäure und Bernsteinsäure, haben die ersteren beiden Säuren eine nur wenig verschiedene Haftdruckdifferenz gegenüber den Natriumsalzen. Wegen der größeren Ionisation der Schwefelsäure muß deren Neutralisationswärme auch erheblich größer sein.

Auch die Differenz der spezifischen Wärme von Säure und Natriumsalz (vgl. Tabelle, S. 914) ist übrigens bei den Betrachtungen über Neutralisationswärme nicht zu vernachlässigen.

21. Drehung der Polarisationsebene und Haftdruck.

Ob das Gesetz von OUDEMANS wirklich so streng gültig ist, wie vielfach behauptet wird, mag dahingestellt bleiben. Jedenfalls werden in konzentrierten Lösungen die Drehungen aktiver Säuren und Basen durch Kationen bzw. Anionen derart beeinflußt, daß man an die Reihenfolge der Haftdrucke erinnert wird.

So befolgt beispielsweise die Drehung der Morphinsalze [1]) in konzentrierter Lösung die Reihenfolge $NO_3 : Cl : SO_4$ und der Cinchoninsalze [2]) die Reihenfolge $Cl : NO_3 : HCO_2$, das ist beidemal die Reihe der Haftdrucke. Die Reihenfolge der Kationen in konzentrierten Lösungen der apfelsauren und weinsauren Salze [3]) ist $Li : Na : K,\ NH_4$.

Aus den Versuchen von Long [4]) berechne ich, daß eine Lösung von 20 g Seignettesalz in 100 ccm Lösung durch den Zusatz von 0,5 Mol Salz die folgenden Drehungsänderungen erfährt:

KNO_3	+ 0,36	KCl	+ 0,53
KCNS	+ 0,37	KBr	+ 0,65
KC_2H_3O	+ 0,42	$K_2C_2O_4$	+ 0,77
KJ	+ 0,53	K_2SO_4	+ 1,37

[1]) Vgl. LANDOLT, Drehungsvermögen II, S. 193, 1898.
[2]) Ebenda, S. 198.
[3]) Vgl. LANDOLT, Drehungsvermögen II, S. 192, 1898.
[4]) Ebenda, S. 217 und Sill. Journ. (3) **36**, 351, 1888; **38**, 264, 1889 u. 40, 275, 1890.

Die Reihenfolge der Anionen in bezug auf den Haftdruck ist: $C_2H_3O < CNS, J < NO_3 < Cl < Br < Cl < C_2O_4 < SO_4 < MoO_4 < WO_4$.

Es ist vielleicht kein Zufall, daß Molybdänsäure und Wolframsäure die Drehung am meisten beeinflussen und den größten Haftdruck haben.

PATTERSON und WINTHER [1]) haben den Einfluß verschiedener Lösungsmittel auf die spezifische Drehung aktiver Stoffe untersucht. Wenn das Molekulargewicht sich nicht ändert, so gilt die Gleichung $\Delta\alpha = k\Delta v$, d. h. die Änderung der Drehung ist der Änderung des molekularen Lösungsvolumens proportional. Die Kontraktion ist also maßgebend und damit der Haftdruck der drehenden Substanz zum Lösungsmittel.

22. Farb-, Lichtabsorption und Haftdruck.

Hier begnüge ich mich damit, auf die Untersuchungen von J. N. LEWIS [2]) hinzuweisen. LEWIS stellt die Farbänderung fest, welche Lösungen von $CuBr_2$, $CuCl_2$ und $CoCl_2$ durch die Gegenwart von Metallchloriden und -bromiden erleiden.

Er findet die Reihenfolge in bezug auf den Einfluß der Färbung: $K < NH_4$, $Na < Li < H$, ferner $Ba < Sr < Ca < Mg < Be < Al$. Die mehrwertigen Ionen wirken stärker als die einwertigen Ionen. Man erkennt unschwer die Reihenfolge der Kationen in bezug auf den Haftdruck wieder, denn wegen der großen hydratisierenden Kraft hat zweifellos Beryllium und namentlich Aluminium einen sehr großen Haftdruck. Interessant ist das anomale Verhalten des Wasserstoffs, welches an die Gefrierpunktsanomalie erinnert.

23. Reaktionsbeschleunigung, Massenwirkung und Haftdruck.

Sowohl bei der Esterverseifung durch Basen, wie bei der Rohrzuckerinversion durch Säuren übt bekanntlich die Gegenwart von Neutralsalzen einen Einfluß auf die Geschwindigkeitskonstanten aus.

---

[1]) WINTHER, ZS. f. phys. Chem. **55**, 256 u. **56**, 703, 1906; **60**, 563, 1907.
[2]) LEWIS, ZS. f. phys. Chem. **52**, 228, 1905; vgl. auch SMIRNOFF, l. c.

Nach SPOHR[1]) nimmt beispielsweise bei der Essigesterverseifung durch Kalihydrat unter Zusatz molekularer Mengen die Geschwindigkeitskonstante zu von $J : Br : NO_3 : ClO_3 : Cl : C_2O_4 : SO_4$. Die Reihe der Haftdrucke ist J, ClO_3—NO_3—Cl, Br—C_2O_4—SO_4. Auch hier spielt, wie sich gleichfalls aus dem weiteren Material[2]) ergibt, der Haftdruck der Ionen eine Rolle.

Während bekanntlich das Massenwirkungsgesetz im Sinne der elektrolytischen Dissoziationstheorie für die starken Elektrolyte nicht gilt, hat BILTZ (l. c.) gezeigt, daß insbesondere Cäsiumnitrat hiervon eine Ausnahme macht. Zweifellos steht dieser Umstand mit dem geringen Haftdruck des NO_3- und vor allem des Cs-Ions im Zusammenhange.

24. Covolumen und Haftdruck.

In einer größeren Anzahl von Arbeiten über das Volumen der Stoffe[3]) habe ich gezeigt, daß man das Molekularvolumen zerlegen kann in zwei Räume: die Größe b von VAN DER WAALS, das eigentliche Volumen der Atome, und das Covolumen $v-b$, d. i. der Raum, in welchem die Atome sich bewegen. Für dieses Covolumen gilt in allen drei Aggregatzuständen die Zustandsgleichung.

Für Lösungen entspricht dem Molekularvolumen der von mir als molekulares Lösungsvolumen bezeichnete Volumbegriff, d. i. das Volumen der Lösung vermindert um das Volumen des Lösungsmittels bezogen auf 1 Mol. Auch dieses aus der Dichte der Lösung berechenbare Lösungsvolumen ist zerlegbar in die Größe b und ein Covolumen. Wir begehen nun sicherlich einen keineswegs großen Fehler, wenn wir annehmen, daß die Größe b in Lösung gleichzusetzen ist der Größe b im homogenen Zustande. In erster Annäherung dürfte diese Annahme auch für wässerige Lösungen erlaubt sein, obwohl infolge des größeren Binnendruckes auch die Atomräume b eine Kontraktion erfahren.

---

[1]) SPOHR, ZS. f. phys. Chem. 2, 209, 1888.

[2]) Vgl. HÖBER, Physik. Chemie der Zelle und Gewebe, II. Auflage, S. 241, 1906.

[3]) Vgl. u. a. Jahrb. d. Radioakt. 3, 168, 1907 und Ann. d. Phys. (4) 22. 519, 1907.

Die Größe b_{273} ist nun auf verschiedenen Wegen [1]) berechenbar. Durch Subtraktion dieser Werte b von den experimentell bestimmten molekularen Lösungsräumen für wässerige Lösungen kann man alsdann die molekularen Covolumina berechnen. Diese Räume sind ein Maß der gesamten Kontraktion, welche das Covolumen von 1 Mol der gelösten Stoffe und der zugehörigen Wassermenge bei der Lösung erfährt, und diese Räume müssen in einfachster Beziehung zum Haftdruck stehen. Da für das Covolumen das Gasgesetz gilt [2]), so muß das Produkt aus Covolumen und Haftdruck der absoluten Temperatur proportional sein.

Es bietet sich hier somit ein neuer Weg, auf welchem man den Haftdruck quantitativ bestimmen kann, und vor allem gelangen wir auf diesem Wege zu der Zustandsgleichung für Lösungen und erkennen, daß das Produkt aus Haftdruck und Covolumen, die Haftarbeit $= RT$, und bei gegebener Temperatur eine Konstante ist.

Die umstehende Tabelle enthält für eine Reihe wasserlöslicher, organischer Stoffe die molekularen Volumina v_{273} im homogenen Zustande [3]), die molekularen Lösungsvolumina v_l bei 15° für wässerige Lösungen; ferner die Werte b für 0° C, die Covolumina $v—b$, und die aus der Oberflächenspannung der Lösungen [4]) berechneten molekularen Haftdrucke P.

Man erkennt, daß im allgemeinen Haftdruck und Covolumen parallel gehen. Am meisten interessiert aber folgendes Ergebnis:

Die Tabelle lehrt, daß mit abnehmendem negativen Haftdruck das Covolumen $v_l—b$, d. i. der Überschuß des Covolumens der Lösung, über dasjenige des reinen Lösungsmittels abnimmt, und daß bei einem Haftdruck von — 0,46 bei der Ameisensäure jener Überschuß nur noch 3,9 ccm beträgt. Daraus dürfen wir folgern, daß Stoffe, wie Acetamid, Glykol, Glycerin usw., von noch geringerem negativen Haftdruck ein noch kleineres positives Covolumen ergeben, und daß

---

[1]) Vgl. Traube, Ann. d. Phys. (4) 5, 552, 1901 u. 22, 519, 1907.

[2]) Vgl. meine Volumarbeiten, l. c.

[3]) Vgl. Traube, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 28, 2726, 1895. Die daselbst gegebene Berechnung der Covolumina ist falsch; siehe meine neuesten Volumarbeiten.

[4]) Traube, Ann. d. Chem. u. Pharm. 265, 27.

	v_{27°	v_l	b_{27°	$v_l - b$	P
Ameisensäure	37,0	34,5	30,6	3,9	— 0,46
Methylalkohol	39,5	37,0	33,0	4,0	— 0,74
Essigsäure	56,1	51,0	46,4	4,6	— 1,25
Acetonitril	49,1	46,2	40,3	5,9	— 1,16
Äthylalkohol	57,1	52,8	46,7	6,1	— 1,63
Propionsäure	72,9	66,7	60,3	6,4	— 2,48
Allylalkohol	66,5	63,3	55,0	8,1	— 2,20
Propylalkohol	73,3	68,9	60,8	8,1	— 2,98
Propylamin	81,0	71,2	63,1	8,1	— 2,67
Buttersäure	89,9	82,6	74,3	8,3	— 3,99
i-Butylalkohol	90,6	84,8	75,0	9,8	— 4,60
Methylacetat	77,4	71,7	61,3	10,4	— 2,59

Stoffe mit positivem Haftdruck, wie Salze, Rohrzucker usw., ein negatives Covolumen ergeben.

Das Covolumen der wässerigen Lösung eines Stoffes mit negativem bzw. positivem Haftdruck ist somit größer bzw. kleiner als dasjenige des reinen Lösungsmittels.

Das Produkt aus molekularem Haftdruck und Covolumen ist gleich dem Produkte aus der Gaskonstante und der absoluten Temperatur[1]).

Es wird hiernach verständlich, weshalb in dem bekannten Versuche von PFEFFER, welcher für VAN 'T HOFFS Theorie so grundlegend ist, der osmotische Druck gleich dem Gasdruck ist. Die osmotische Arbeit, welche der Zucker leistet, ist indessen eine Wirkung seines Haftdruckes und der „osmotische" Druck ist nichts anderes als ein hydrostatischer Gegendruck, also durchaus nicht die treibende Kraft der Osmose.

25. Molekularvolumen, molekulares Lösungsvolumen und Haftdruck.

Ein Ergebnis, welches auf das höchste überraschen muß, ist die Feststellung, daß nicht nur das Covolumen, dessen Berech-

[1]) Siehe meine Volumarbeiten. Aus denselben folgt übrigens auch in anderer Hinsicht, daß das Covolumen in Wasser gelöster Salze = 0 oder negativ ist. Siehe insbesondere meine früheren Mitteilungen über die Kontraktion der Ionen, welche pro Ionäquivalent gleich groß zu sein scheinen.

nung doch eine gewisse Unsicherheit anhaftet, sondern im allgemeinen auch: Molekularvolumen, molekulares Lösungsvolumen und Haftdruck einander parallel gehen.

Die Stoffe auf S. 922 seien nach der Größe ihres Molekularvolumens geordnet:

	v_{273}	v_l	b_{273}	P	$\frac{v\,10^{-1}}{\sqrt{P}}$	$\frac{v_l\,10^{-1}}{\sqrt{P}}$	$\frac{b\,10^{-1}}{\sqrt{P}}$
Ameisensäure . .	37,0	34,5	30,6	— 0,46	5,4	5,1	4,5
Methylalkohol . .	39,5	37,0	33,0	— 0,74	4,6	4,3	3,8
Acetonitril	49,1	46,2	40,3	— 1,16	4,5	4,3	3.7
Essigsäure	56,1	51,0	46,4	— 1,25	5,0	4,5	4,1
Äthylalkohol . . .	57,1	52,8	46,7	— 1,63	4,5	4,1	3,7
Allylalkohol . . .	66,5	63,3	55,0	— 2,20	4,5	4,3	3,7
Propionsäure . . .	72,9	66,7	60,3	— 2,48	4,6	4,3	3,8
Propylalkohol . .	73,3	68,9	60,8	— 2,98	4,3	4,0	3,5
Methylacetat . . .	77,4	71,7	61,3	— 2,59	4,8	4,4	3.8
Propylamin . .	81,0	71,2	63,1	— 2,67	5,0	4,4	3,9
Buttersäure . . .	89,9	82,6	74,3	— 3,99	4,5	4,1	3,7
i-Butylalkohol . .	90,6	84,8	75,0	— 4,60	4,2	4,0	3,5

Die letzten drei Spalten der Tabelle zeigen, daß für Stoffe, welche die Oberflächenspannung des Wassers erniedrigen, das Molekularvolumen, die Konstante b, ganz besonders aber das molekulare Lösungsvolumen der Quadratwurzel des Haftdruckes annähernd proportional ist. Ungültig wird dieser Satz, auf dessen theoretische Bedeutung ich noch in einer späteren Abhandlung zurückkomme, für Stoffe mit großem Haftdruck, wie Ameisensäure, Glykol, Glycerin usw.

Die Beziehungen von Volumen und Haftdruck erstrecken sich aber keineswegs nur auf die Stoffe mit negativem Haftdruck. Die folgende Tabelle enthält für binäre Kaliumsalze die von mir berechneten Molekularvolumina, ferner für 5 proz. wässerige Lösungen die molekularen Lösungsvolumina bei etwa 15° [1]), sowie die molekularen Haftdrucke.

[1]) I. Traube, ZS. f. anorgan. Chem. 3, 1, 1892.

	Molekular-volumen	Mol. Lösungs-volumen einer 5 proz. Lösung	Mol. Haftdruck
KF	23,4	(10)	0.20
KOH	27,5	6,2	0,165
KCl	37,5	27,6	0,14
KBr	44,2	35,1	0,16
$KCHO_2$	44,1	37,0	0,12
KNO_3	48,0	38,3	0,125
$KBrO_3$	51,1	45,0	—
$KClO_3$	52,3	46,8	0,06
KJ	54,0	45,4	0,06
$KC_2H_3O_2$	—	51,2	0,02
$KClO_4$	—	52,3	0,03

Die Werte für die letzten beiden Salze sind aus den entsprechenden Natriumsalzen berechnet.

Die hier sich ergebende Beziehung zwischen Volumen und Haftdruck bzw. Oberflächenspannung ist gewiß äußerst beachtenswert.

Namentlich die Kontraktion der Salze beim Auflösen in Wasser (Molekularvolumen — molekulares Lösungsvolumen) ermöglicht weitgehende Schlüsse über den Haftdruck. So sind beispielsweise, ihren Haftdrucken entsprechend, die Kontraktionen der Kaliumsalze mit zweibasischen und dreibasischen Säuren weit größer als mit einbasischen Säuren.

26. Lichtbrechung und Haftdruck.

Die Beziehungen von VAN DER WAALS Größe b zur Molekularrefraktion weisen schon darauf hin, daß bei den Stoffen, welche die Oberflächenspannung des Wassers stärker erniedrigen, einfache Beziehungen zur Molekularrefraktion bestehen müssen.

Die folgende Tabelle enthält unter MR die Molekularrefraktionen $\frac{m}{d} \cdot \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$ nach BRÜHL für die Wasserstofflinie; unter $\sqrt{P}$ finden sich die Quadratwurzeln aus den von mir experimentell festgestellten molekularen Haftdrucken und unter $\frac{MR}{\sqrt{P}}$ die

Quotienten. Die Bedeutung der letzten beiden Spalten siehe weiter unten.

	MR	$\sqrt{P}$	$MR/\sqrt{P}$	ΣV	$\Sigma V/\sqrt{P}$
Methylalkohol, CH_4O . .	8,16	0,86	9,5	10	11,6
Ameisensäure, H_2CO_2 . .	8,52	0,68	12,5	10	14,7
Acetonitril, CH_3CN . .	11,05	1,08	10,2	14	12,9
Äthylalkohol, C_2H_6O . .	12,71	1,28	9,9	16	12,5
Essigsäure, $C_2H_4O_2$ . . .	12,93	1,12	11,5	16	14,3
Acetaldoxim, C_2H_5ON .	15,56	1,24	12,5	18	14,5
Aceton, C_3H_6O	16,05	1,33	12,1	20	15,0
Allylalkohol, C_3H_6O . .	16,85	1,48	11,4	18	12,2
Propylalkohol, C_3H_8O . .	17,42	1,72	10,1	22	12,2
Propionsäure, $C_3H_6O_2$ . .	17,42	1,57	11,1	22	14.0
Methylacetat, $C_3H_6O_2$ . .	18,03	1,61	11,2	22	13,7
Allylamin, C_3H_7N . . .	18,81	1,38	13,6	20	14,5
Propylamin, C_3H_9N . .	19,31	1,63	11,9	24	14,8
i-Butylalkohol, $C_4H_{10}O$.	21,96	2,15	10,2	28	13,0
Buttersäure, $C_4H_8O_2$ . .	22,05	2,00	11,0	28	14,0

Die Molekularrefraktionen von Stoffen mit geringerem Haftdruck sind in roher Annäherung den Quadratwurzeln aus den Haftdrucken proportional.

Es zeigt sich aber zweifellos ein Einfluß der Konstitution und insbesondere des sogenannten Assoziationsfaktors [1]). Für ringförmige Stoffe (Anilin, Paraldehyd) wird obiger Quotient wesentlich größer; stellungsisomere Stoffe, wie Methylacetat und Propionsäure, haben gleiche Werte, dagegen sättigungsisomere Stoffe, wie Allylalkohol und Aceton, einen verschiedenen Wert. Für Stoffe homologer Reihen (abgesehen vom ersten Gliede) ist der Quotient $MR/\sqrt{P}$ sehr angenähert gleich groß. Die Quadratwurzeln aus den Haftdrucken wachsen daher für homologe Stoffe arithmetisch, während die Haftdrucke selbst in geometrischer Progression wachsen [2]).

[1]) Vgl. darüber übrigens meine Abhandlung im Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 40, 734, 1907.

[2]) Vgl. meine Abhandlung, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. 123, 429, 1908.

27. Valenz und Haftdruck.

In Bd. 22, S. 519 der Annalen der Physik 1907 habe ich gezeigt, daß im allgemeinen die Molekularrefraktionen, insbesondere kohlenstoffhaltiger Verbindungen, der Summe der Valenzen der das Molekül zusammensetzenden Atome proportional sind.

In der vorhergehenden Tabelle auf S. 925 finden sich nun unter ΣV jene Valenzsummen, und die letzte Spalte zeigt, daß wiederum — in erster Annäherung — die Quadratwurzel aus den Haftdrucken der Summe der Valenzen proportional ist. Es gilt hier ganz dasselbe, was in bezug auf die Lichtbrechung gesagt wurde. Bemerkenswert sind die gleichen Werte der Allyl- und Propylverbindungen, welche unter der Annahme berechnet wurden, daß das „doppelt" gebundene Kohlenstoffatom dreiwertig ist.

Ganz besonders sei hier darauf hingewiesen (vgl. die Tabelle S. 889 u. f.), daß ganz allgemein die Haftdrucke zweiwertiger Anionen bzw. Kationen ganz wesentlich größer sind als die Haftdrucke einwertiger Anionen bzw. Kationen[1]). Es scheint, daß der Haftdruck eines Ions einmal der Zahl der Valenzen (Elektronen) proportional ist, außerdem aber stark von der Konstitution des betreffenden Ions beeinflußt wird. Hiernach ist der Haftdruck in erster Linie elektrischen Ursprungs.

Diese Beziehungen von Valenz und Haftdruck verdienen danach vom Standpunkte der elektrokapillaren und andererseits elektrochemischen Beziehungen aus die größte Beachtung.

28. Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation und der Haftdruck.

Wenn wir eine Energiemenge, etwa ein Quantum im Stromkreise erzeugter elektrischer Energie, um eine bestimmte Größe vermehren wollen, so können wir dieses Ziel auf zwei Wegen er-

---

[1]) Dreiwertige Kationen, wie Al, Fe usw., haben zweifellos einen noch größeren Haftdruck, wie sich unter anderem schon aus der großen Hydratationsfähigkeit ergibt.

reichen: durch Erhöhung der elektromotorischen Kraft oder durch Vermehrung der Elektrizitätsmenge.

Die elektrolytische Dissoziationstheorie leidet nun aber an einem fundamentalen Irrtume.

Als Hilfstheorie der osmotischen Theorie in die Erscheinung getreten, haben ihre Begründer und Verfechter geglaubt, bei allen den Stoffen, welche zu größeren osmotischen Energiewerten führten, als die einfache Theorie voraussehen läßt, eine Vermehrung der Teilchenzahl annehmen zu müssen, also den Kapazitätsfaktor der osmotischen Energie zu vergrößern, ohne zu berücksichtigen, daß noch ein zweiter Faktor vorhanden ist, der Haftdruck, dessen Erhöhung dieselbe Wirkung hervorzubringen imstande ist, wie die Vermehrung der Teilchenzahl, d. h. der elektrolytische Dissoziationsvorgang.

Wenn wir die Gefrierpunktskurven der Salzlösungen betrachten, und die Molekulardepressionen als Ordinaten, die Prozentgehalte als Abszissen aufzeichnen, so zeigt sich zunächst, wenn wir von der verdünntesten Lösung ausgehen, mit wachsendem Prozentgehalt eine Abnahme der Molekulardepressionen, die meist bei einem Gehalte von 0,5 Molen pro Stunde Lösung zu einem Minimum führt und von ARRHENIUS auf die Abnahme der elektrolytischen Dissoziation, d. h. Verminderung der Teilchenzahl, zurückgeführt wird. Dies sei mit einem gewissen Vorbehalt (s. weiter unten) zugegeben. Die Theorie würde nun aber weiter verlangen, daß von einem bestimmten Punkte ab, sobald alle Ionen in den undissoziierten Zustand übergegangen sind, die Kurve mit wachsender Konzentration der Abszissenachse parallel läuft, oder wenn komplexe Moleküle sich bilden sollten, nach der Abszissenachse hin konvergiert.

Dieses ist in einigen Fällen auch der Fall: beispielsweise für $CsNO_3$, wenn es sich um Ionen handelt, wie Cs und NO_3, welche sich durch besonders geringen Haftdruck auszeichnen. Im allgemeinen aber steigt die Kurve mit wachsender Konzentration, und zwar, von wenigen Ausnahmen abgesehen, vgl. S. 887, um so mehr, je geringer der Haftdruck ist.

Ist das Ansteigen der Kurve bei großen Verdünnungen mit zunehmenden Verdünnungen wesentlich[1]) auf die Vermehrung der Teilchenzahl, d. h. der Vergrößerung der Kapazitätsfaktoren, infolge der großen Haftdrucke der Ionen zum Wasser zurückzuführen, so hat das Ansteigen der Kurven jenseits des Minimums mit wachsender Konzentration wesentlich[1]) seine Ursache in der bloßen Erhöhung des Haftdruckes, d. h. des Intensitätsfaktors der betreffenden Energiegröße.

Die Vernachlässigung des Intensitätsfaktors der Lösungsenergie ist aber noch viel bedeutsamer.

Es handelt sich nicht nur um quantitative Verbesserungen des sogenannten Dissoziationskoeffizienten, sondern die Grundlagen der elektrolytischen Dissoziationstheorie müssen als völlig unhaltbar verworfen werden.

Bekanntlich hat CLAUSIUS bereits mit ständigen Dissoziationen der Salzmolekeln in den Lösungen gerechnet, aber es bestand ein fundamentaler Unterschied mit den späteren Vorstellungen von ARRHENIUS. CLAUSIUS nahm an, daß auch in verdünntesten Lösungen die Ionen sich trennten, um im nächsten Augenblicke sich mit anderen Partnern wieder zu vereinigen. Es war eine grande chaîne ständiger Dissoziationen und Assoziationen. Anders dachte ARRHENIUS. Die Beobachtungen bez. des elektrischen Leitvermögens und die Ergebnisse der osmotischen Theorie gaben Veranlassung zu der Vorstellung, daß in verdünntesten Lösungen nur Dissoziationen stattfanden. Aber mit dieser Vorstellung war eine Schwierigkeit verbunden, die allein hätte genügen sollen, die elektrolytische Dissoziationstheorie im Sinne von ARRHENIUS als unhaltbar zu erweisen. Die Erscheinungen der Diffusion u. a. nötigten zu der Annahme, daß die Ionen zwar chemisch getrennt, aber elektrostatisch verbunden sind. Wer an die elektrolytische Dissoziationstheorie von ARRHENIUS glaubt, erzeugt einen Gegensatz von chemischen und elektrischen Kräften, welcher den Vorstellungen von FARADAY und

[1]) Dieses „wesentlich" sollte man nicht außer acht lassen, wenn es sich um die Berechnung von Dissoziationskoeffizienten handelt. Man wird nach diesen Ausführungen gewiß zugeben müssen, daß die bisher berechneten Dissoziationskoeffizienten nur grobe Annäherungen ergeben können.

HELMHOLTZ, auf welche man sich so gern beruft, diametral entgegengesetzt ist; denn das Atom ist in erster Linie der Sitz elektrischer Kräfte, und diese Kräfte sind zum mindesten bei den Ionen mit den chemischen Kräften identisch.

Ich habe die Anschauungen von ARRHENIUS stets bekämpft. In Anlehnung an eine Arbeit von POYNTING [1]) habe ich gezeigt, daß man zu den Anschauungen von CLAUSIUS zurückkehren kann, wenn man annimmt, daß in jedem Zeitmoment je ein Molekül eines gelösten Nichtleiters und je ein Ion eines Elektrolyten mit einem Wassermolekül zu einem höchst labilen Monohydrat verbunden ist. Dann gelangt man zu den osmotischen Gleichungen, und es war ganz gleichgültig, ob man annahm, daß in verdünnten Lösungen nur freie Ionen vorhanden sind, oder ob man abwechselnd Assoziationen und Dissoziationen mit CLAUSIUS voraussetzte. Ich wies darauf hin, das VAN DER WAALS' Berechnung des Durchmessers der Wirkungssphäre mit diesen Vorstellungen im Einklang stand, ferner das Ionisationsvermögen assoziierter Lösungsmittel, vor allem auch die Kontraktionsgrößen. Sehr bemerkenswert ist es nun, daß A. WERNER in Zürich [2]), von ganz anderen Betrachtungen ausgehend, bei seinen Arbeiten über komplexe Verbindungen zu einer Theorie der Monohydrate gelangt, welche, ein wenig erweitert, sich völlig mit der Theorie von TRAUBE-POYNTING deckt.

Aber vor allem sei darauf hingewiesen, daß die Berücksichtigung des Haftdruckes die unannehmbaren Grundannahmen von ARRHENIUS in jeder Beziehung überflüssig macht.

Ein Salz wird in Wasser ionisiert und ein Nichtleiter nicht, weil in erster Linie der Haftdruck des Salzes wesentlich größer ist als derjenige der Nichtleiter; eine Säure ist vielfach weniger ionisiert als das Salz, weil das Wasserstoffion den geringsten Haftdruck hat. Alkalisalze mit zweibasischen Säuren sind stärker ionisiert als binäre Salze, weil ihr Haftdruck größer ist. Salze mit relativ geringem Haftdruck, wie $HgCl_2$, $MgSO_4$ usw., sind

[1]) Vgl. u. a. meinen Grundriß Physik. Chem.; Stuttgart, Enke, 1904.
[2]) WERNER, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 40, 4133, 1907.

entsprechend wenig ionisiert. Wenn sich in anderen Lösungsmitteln die Ionisationsgrade verschieben, so ist es kaum zweifelhaft, daß die Änderungen des Haftdruckes auf das engste hiermit parallel gehen. Die Größe des Haftdruckes ist in erster Linie entscheidend für das Ionisationsvermögen und den Ionisationsgrad.

Lösen wir im Wasser einen Nichtleiter, so ist es verständlich, daß ein Molekül desselben von Wasserteilchen zu Wasserteilchen wandert, einen lockeren Bund schließend, den es alsbald wieder trennt. Anders ein Salzteilchen. In konzentrierteren Lösungen würde zwar vielfach ein Salzmolekül sich mit einem Wasserteilchen begnügen müssen, in verdünteren Lösungen dagegen, wo kein Mangel an Wasser ist, wird der starke Haftdruck der meisten Ionen es fertig bringen, daß jedes Ionäquivalent ein Wasserteilchen an sich reißt. Ganz gleichgültig ist es hierbei, ob die Ionenhydrate im Sinne von ARRHENIUS dauernd getrennt sind, oder im Sinne von CLAUSIUS sich trennen und wieder vereinigen. Beide Annahmen führen, wie ich früher ausführlich erörtert, zu den osmotischen Gleichungen und wenn auch die jetzige Zeit mit einer mir unbegreiflichen Zähigkeit trotz aller Widersprüche an den Annahmen von ARRHENIUS festhält, so zweifle ich nicht, daß die Zeit nicht mehr fern ist, in welcher die Theorie von ARRHENIUS der Geschichte angehört.

Charlottenburg, Technische Hochschule.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Leitfaden
der
Physik und Chemie
mit Berücksichtigung der
Mineralogie und der Lehre vom Menschen.

Für die oberen Klassen von Bürgerschulen, höheren Töchterschulen und anderen höheren Lehranstalten in zwei Kursen bearbeitet
von
H. Sattler,
Schulinspektor.

31. bis 34. verbesserte und vermehrte Auflage.
Mit 291 eingedruckten Abbildungen und einer Tafel.

Preis geheftet 1.35 Mark, gebunden 1.50 Mark.

Der vorliegende Leitfaden ist für die oberen Klassen von Bürgerschulen, höheren Töchterschulen und anderen höheren Lehranstalten bestimmt. In methodischer Anordnung bietet er dem Schüler ein Gesamtbild von dem in der Schule Gehörten und Gesehenen, dem Lehrer sichere Anhaltepunkte zur Erteilung eines ersprießlichen Unterrichts.

Die Form der Darstellung ist durchweg die entwickelnde; es wird von Beobachtungen und Versuchen ausgegangen, daraus das Gesetz abgeleitet und den Anwendungen Rechnung getragen.

Eingestreute Fragen regen den Schüler zu weiterem Nachdenken an. Die zahlreichen und guten Holzstiche werden die Klarheit und Sicherheit in der Auffassung der Erscheinungen und Gesetze zweifellos in der nachhaltigsten Weise unterstützen.

Die gegenwärtig vorliegende 31. Auflage des Buches entspricht den für das Königreich Preußen festgesetzten hygienischen Anforderungen in bezug auf Typengröße und Zeilendurchschuß und ist auch sonst vielfach vervollständigt und verbessert, insbesondere ist der Kleindruck vollständig beseitigt. Leider mußte, da durch diese Verbesserungen der Umfang des Buches ein größerer geworden ist, der Preis desselben etwas erhöht werden; doch dürfte, wenn die gediegene Ausstattung in Betracht gezogen wird, der Preis des Buches immer noch ein sehr mäßiger genannt werden können.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Universal-Luftpumpe

nach Dr. Gaede.

D. R. P. ang.

Die neue rotierende Universal-Luftpumpe nach Dr. Gaede eignet sich für alle üblichen Demonstrationen, sowohl als Vakuumpumpe wie als Druckpumpe, resp. Gebläse.

Evakuieren einer elektrischen Röhre bis zur grünen Glasfluoreszenz in einer Minute.

Gefrierenlassen des Wassers im Vakuum in wenigen Sekunden.

Evakuieren eines 5 Liter-Rezipienten für die gewöhnlichen Vakuumversuche in ca. einer Minute.

Versuche mit Druckluft.

Verwendung für akustische Versuche (Anblasen mehrerer Orgel-Pfeifen, großer Schnarrpfeife, Sirene usw.)

Die besonderen Vorzüge der Gaede'schen Universalpumpe sind: Große mechanische Festigkeit, Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe, außerordentlich hohe Leistung bei geringen Dimensionen und kleinem Gewicht, rotierender, automatischer Antrieb mittels Elektromotor, bequeme Handhabung.

Illustrierte Preisliste auf Verlangen.

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik

Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Berichte über die Sitzungen vom 20. November und 4. Dezember 1908. S. 931 bis 933. — Franz Kiebitz, Gerichtete drahtlose Telegraphie. Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt. (Vorgetragen in der Sitzung vom 20. November 1908.) S. 934. — **2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.** I. Allgemeine Physik. S. 419. — II. Akustik. S. 421. — III. Physikalische Chemie. S. 421. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 428. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 427. — VI. Wärme. S. 429. — VII. Kosmische Physik. S. 431.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1908

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Präzisions-Reißzeuge (Rundsystem)
Nickelstahl-Kompensationspendel
Astronomische Uhren.

Clemens Riefler
Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. München
Bayern.

Paris 1900 Grand Prix.

Illustrierte Preislisten gratis.

Original Lambrecht's Normal-Quecksilber-Barometer

zu Preisen von 50 Mark an hat eine Anzahl wesentlicher Unterscheidungsmerkmale anderen derartigen Instrumenten gegenüber, die es zu einem **Normal-Instrument** machen, das jeder Besitzer selbst auf seine Genauigkeit prüfen kann. Außer diesem gibt es kein bis auf $^1/_{100}$ mm genau zeigendes Barometer, das **in völlig gebrauchsfähigem Zustande** per Bahn und Schiff unter Garantie der guten Überkunft zu versenden ist. **Seines leichten Transportes wegen ist es für Tropen besonders geeignet.** Lambrecht's Instrumente sind in den Kulturstaaten gesetzlich geschützt. **Man verlange Gratis-Drucksache Nr. 119.**

Wilh. Lambrecht, Göttingen (Georgia Augusta)
Gegründet 1859.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Gesammelte Abhandlungen
aus den Gebieten der
Meteorologie und des Erdmagnetismus
von **Wilhelm von Bezold.**
In Gemeinschaft mit **A. Coym** herausgegeben
vom Verfasser.
Mit 66 Abbildungen im Text und drei Tafeln.
gr. 8. Preis geh. 14 ℳ, geb. 16 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. | 15. Dezember 1908. | Nr. 23.

Sitzung vom 20. November 1908.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Auf Vorschlag des Vorstandes beschließt die Gesellschaft als Grundlage für die Instruktion ihrer Vertreter in der Unterrichtskommission die folgenden Leitsätze aufzustellen.

Leitsätze betr. den Hochschulunterricht der Lehramtskandidaten in Physik.

1. Bezüglich der einleitenden Vorlesung über Experimentalphysik spricht die Deutsche Physikalische Gesellschaft den Wunsch aus, es möchten die an die Zuhörer zu stellenden Anforderungen dem Bildungsniveau angepaßt sein, welches durch Absolvierung eines Gymnasiums oder einer anderen neunklassigen Schule nachgewiesen wird. Aufgabe dieser Vorlesung ist es, dem Studierenden ein möglichst vollständiges, dem derzeitigen Stande der Wissenschaft entsprechendes, einheitliches Bild der Tatsachen, der Gesetze und der sich daraus ergebenden physikalischen Anschauungen zu entwerfen. Nach Ansicht der Gesellschaft ist dieses Ziel zu erreichen, ohne daß die oben gekennzeichneten Anforderungen in irgend einer Richtung, auch bezüglich der Mathematik, überschritten zu werden brauchen.

2. D ' der zweisemestrigen, fünfstündigen Vorlesung über Experime physik wegen des stetig anwachsenden Tatsachenmaterials längere mathematische Erörterungen kein Raum bleibt, so ... dem mathematischen Bedürfnis der Lehramtskandidaten d. anderer Zuhörergruppen durch eine mathematische Ergänzungsv. lesung Rechnung zu tragen. In dieser Vorlesung wird es sich empfehlen, von den Elementen der Infinitesimalrechnung ' ebrauch zu machen. Andererseits kann aber auch auf die pr. ktischen Anwendungen der physikalischen Gesetze in der Haupt. orlesung aus Zeitmangel nicht genügend eingegangen werden. Deshalb empfiehlt die Gesellschaft neben der Einrichtung einer mathematischen, auch diejenige einer technischen Ergänzungsvorlesung.

3. Für Lehramtskandidaten wünscht die Gesellschaft die Einrichtung eines Handfertigkeitspraktikums und eine Erweiterung des physikalischen Übungspraktikums nach der technischen Seite hin.

4. Hinsichtlich der Ausbildung der Lehramtskandidaten in der theoretischen Physik ist nach Ansicht der Gesellschaft mehr Gewicht zu legen auf eine gründliche Vertiefung in bestimmte Gebiete, als auf eine zwar gleichmäßigere, aber oberflächlichere Beschäftigung mit dem gesamten Lehrgebäude.

Ferner berichtet Hr. **Franz Kiebitz** über

Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. E. Gerland, Clausthal.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Hr. Dr. P. Pringsheim, Berlin W, Wilhelmstr. 67.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Rubens.)

Hr. Dr. E. Tiede, Berlin SW, Belle-Alliancestr. 37.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Franz Kiebitz.)

Sitzung vom 4. Dezember 190

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende teilt mit, daß das Mitglied der Gesellschaft

Dr. James Moser

am 23. September verstorben ist. Die Anwesende erheben sich zum Gedächtnis des Entschlafenen von ihren Sitzen.

Hr. **H. Rubens** berichtet:

1. über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wassers (nach gemeinsam mit ERICH LADENBURG † angestellten Versuchen),
2. über Apparate zur Untersuchung des ultraroten Spektrums.

Sodann demonstriert Hr. **G. Bode** einige Vorlesungsversuche.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **Robert Fürstenau** vor:

Über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Privatdozent Dr. W. MATTHIES, Münster i. W., Physikalisches Institut der Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Gerichtete drahtlose Telegraphie;
von Franz Kiebitz.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. November 1908.)

(Vgl. oben S. 932.)

Bei einer früheren Gelegenheit [1]) habe ich einen Interferenzversuch mit 1 m langen Hertzschen Wellen vorgeführt; dabei wurden zwei Hertzsche Sender im Abstand einer halben Wellenlänge mit gleicher Amplitude zu Schwingungen von einer halben Periode Phasendifferenz erregt. In der Richtung, in der die beiden Sender hintereinander gesehen werden, addierten sich alsdann ihre Wirkungen, während sie sich aufhoben in der Richtung, in der die Sender nebeneinander erscheinen.

Braun [2]) hat in größerem Maßstabe Versuche angestellt, bei denen drei Antennen mit phasenverschobenen Schwingungen gespeist wurden und auf diese Weise Richtungsunterschiede in der Ausstrahlung erhalten.

Will man die Versuche mit zwei Antennen in die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie übertragen, so stößt man auf große technische Schwierigkeiten bei der Konstruktion eines Systems, das die Antennen in dem großen Abstand einer halben Wellenlänge wirksam erregen soll. Außerdem würde eine Änderung der Wellenlänge eine Änderung des Abstandes der benutzten Masten oder Türme erfordern.

Es ist aber nicht nötig, an der Forderung festzuhalten, daß die Antennen den Abstand einer halben Wellenlänge haben sollen. Wenn sie mit 180° Phasenunterschied schwingen, wird sich ihre Strahlung in der Richtung, in der sie nebeneinander erscheinen, unabhängig von dem gegenseitigen Abstand aufheben. In der dazu senkrechten Richtung wird die Strahlung dem doppelten Betrage der Strahlung einer Antenne (bzw. dem Betrage Null)

---

[1]) F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 8, 577, 1906. Ann. d. Phys. (4) 22, 943, 1907.

[2]) F. Braun, Electrician 57, 222—224, 244—248, 1906. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1, 1, 1907.

um so näher kommen, je genauer der Antennenabstand mit einem ungeraden (bzw. geraden) Vielfachen der halben Wellenlänge zusammenfällt.

Ein zweiter Punkt, der bei der Übertragung von Laboratoriumsversuchen über HERTZsche Wellen in die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie stets einer besonderen Erörterung bedarf, ist das Verhalten der Erde. Schon die ersten Versuche von MARCONI sind auf der Voraussetzung aufgebaut, daß sie die Schwingungen in der Antenne spiegelt. Daß sie sich auch Luftleitern gegenüber, die gar keine Erdleitung besitzen, wie ein Spiegel verhält, dürfte aus den Versuchen von TOSI und BELLINI [1]) zu schließen sein.

Diese Beobachter benutzten Antennen, die von einem Mast aus in verschiedener Form, jedenfalls aber symmetrisch zum Mast in einer Vertikalebene ausgespannt waren, und in der Form einer halben Welle zu Schwingungen symmetrisch zum Mast erregt wurden.

Im freien Raume angeordnet würde ein solches Gebilde einem Dipol mit wesentlich horizontalen elektrischen Komponenten äquivalent sein, und ein Strahlungsmaximum in der Ebene senkrecht zu der Achse des Dipols besitzen.

Dicht über einem Spiegel angeordnet, ergibt ein solches Gebilde auch vertikale elektrische Komponenten, und die Strahlung der Antenne mit ihrem Spiegelbild ist äquivalent der Strahlung zweier vertikaler Dipole, die symmetrisch zum Mast in einem mittleren Abstand angeordnet sind und mit 180° Phasendifferenz schwingen.

Soweit vertikale elektrische Komponenten in Frage kommen, besitzt die Strahlung also ein Maximum in der Ebene des Luftleitergebildes. Dieses Verhalten haben TOSI und BELLINI tatsächlich beobachtet.

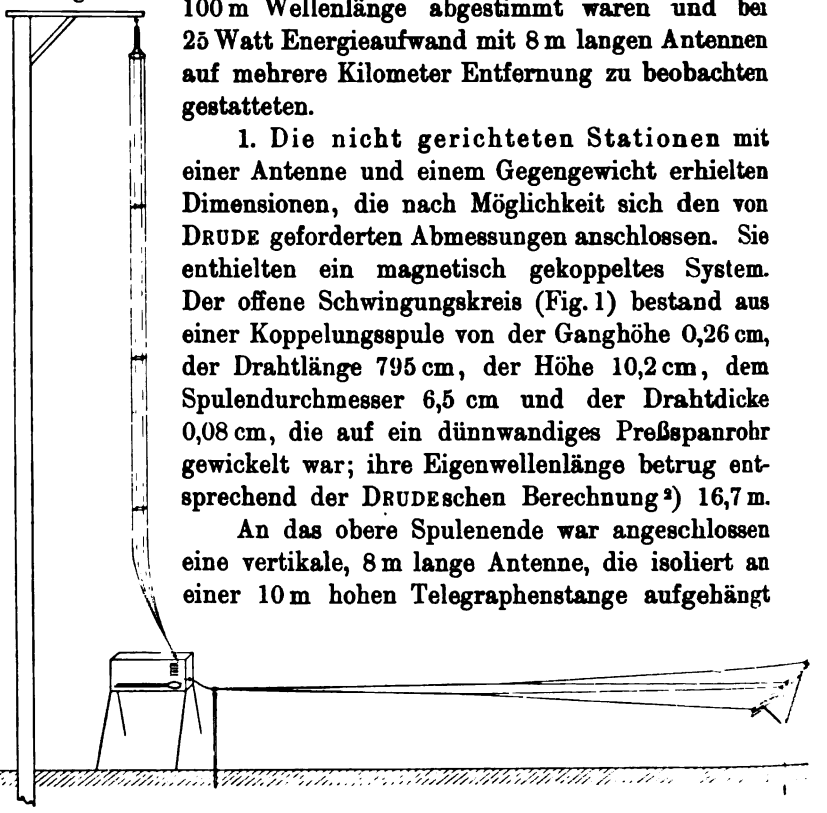
Es ist also zu erwarten, daß auch zwei Antennen, die in einigem Abstand voneinander dicht über der Erdoberfläche zu Schwingungen von einer halben Periode Phasenunterschied erregt werden, ein Strahlungsmaximum in der Ebene der Antennen er-

[1]) TOSI und BELLINI, Electrician 60, 749, 1908; El. World 50, 1208 1907; El. Engineering 46, II; 20, 771, 1907.

geben. Diese Erwartung ist bei den hier beschriebenen Versuchen geprüft worden. Sie ist auch neuerdings von BELLINI und TOSI ausgesprochen worden [1]).

Für die vorliegenden Versuche wurden Sende- und Empfangsstationen benutzt, die mit 1, 2 oder 4 Antennen von stets gleichen Abmessungen ausgerüstet waren, durchgehend auf 100 m Wellenlänge abgestimmt waren und bei 25 Watt Energieaufwand mit 8 m langen Antennen auf mehrere Kilometer Entfernung zu beobachten gestatteten.

Fig. 1.



1. Die nicht gerichteten Stationen mit einer Antenne und einem Gegengewicht erhielten Dimensionen, die nach Möglichkeit sich den von DRUDE geforderten Abmessungen anschlossen. Sie enthielten ein magnetisch gekoppeltes System. Der offene Schwingungskreis (Fig. 1) bestand aus einer Koppelungsspule von der Ganghöhe 0,26 cm, der Drahtlänge 795 cm, der Höhe 10,2 cm, dem Spulendurchmesser 6,5 cm und der Drahtdicke 0,08 cm, die auf ein dünnwandiges Preßspanrohr gewickelt war; ihre Eigenwellenlänge betrug entsprechend der DRUDEschen Berechnung [2]) 16,7 m.

An das obere Spulenende war angeschlossen eine vertikale, 8 m lange Antenne, die isoliert an einer 10 m hohen Telegraphenstange aufgehängt war. Sie hatte quadratischen Querschnitt und bestand aus vier 1 mm starken Kupferdrähten von 14 cm Abstand. Zwei solche Antennen, an die Spulenenden angeschlossen, erhöhen die Eigen-

[1]) E. BELLINI und A. TOSI, Elektrot. ZS. 29, 1093, 1908.
[2]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 9, 609 u. 322, 1902.

wellenlänge nach den Formeln und Tabellen von DRUDE[1]) auf den ungefähren Wert 100 m.

Als Gegenantenne wurde ein Drahtfächer von 8 m Länge und 1,6 m größter Breite von der aus Fig. 1 ersichtlichen Form 1 m über dem Erdboden isoliert ausgespannt. Um einer Antenne von den angegebenen Dimensionen das elektrische Gleichgewicht durch eine Metallplatte zu halten, ist es nach DRUDE[2]) notwendig, ihr eine Oberfläche von 6,6 m^2 zu geben. Der Drahtfächer bedeckte 6,4 m^2.

Gemessen wurde für dieses System eine Eigenwelle von 114 m. Die Abweichung von dem berechneten Werte ist erheblich größer als die Genauigkeitsgrenze der Formeln von DRUDE. Durch Vergrößerung der Kapazität des Gegengewichtes wegen der Erdnähe dürfte sie nach DRUDES Beobachtungen[3]) auch nicht völlig zu erklären sein. Doch ist anzunehmen, daß der benutzte Drahtfächer eine größere Selbstinduktion besitzt als eine gleich große Platte. Aus diesem Grunde wurde die Eigenwelle nicht durch Verkürzen des Gegengewichts, sondern durch Verkleinern der Koppelungsspule (von 39 auf 34 Windungen) auf den gewünschten Betrag von 100 m gebracht.

Die Drahtführung des Gegengewichts ist so gewählt, daß in der Nähe der Kuppelungsspule keine Wirbelströme in geschlossenen Schleifen erregt werden können[4]).

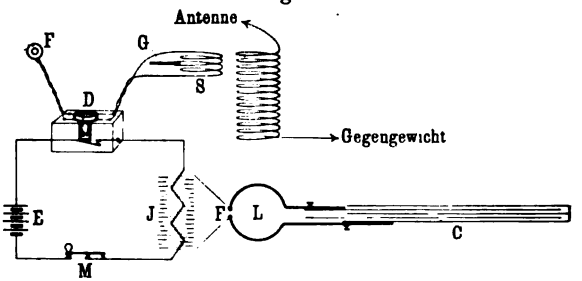
Dieser offene Schwingungskreis wurde erregt durch einen magnetisch gekoppelten abgestimmten Kreis, der aus zwei parallelen Leidener Flaschen (C in Fig. 2) von je 5000 cm Kapazität und einem einfachen Drahtkreis L von 10 cm Durchmesser und 0,5 cm Drahtdicke bestand; er enthielt eine symmetrische Funkenstrecke F zwischen pilzförmigen Zinkelektroden. Dicht an den Elektroden befanden sich die Zuleitungen zu einem kleinen Induktorium J mit Deprezunterbrecher der Firma Leppin u. Masche, das mit vier Beutelelementen E der Firma Siemens u. Halske gespeist wurde. Diese gaben bei 6 Volt Spannung 4 Amp.; die Flaschen wurden 180- bis 200 mal pro Sekunde geladen, die

[1]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 11, 978, 1903.
[2]) P. DRUDE, Ebenda (4) 11, 990, 1903.
[3]) P. DRUDE, Ebenda (4) 21, 123, 1906.
[4]) P. DRUDE, Ebenda (4) 11, 991, 1903.

Funkenlänge betrug 0,5 bis 0,6 mm; daraus ergibt sich ein Sekundäreffekt des Induktoriums von 9 bis 10 Watt, entsprechend dem günstigen Wirkungsgrad des Induktoriums von fast 40 Proz. Kleinere Kondensatoren werden durch dasselbe Induktorium mit sehr viel kleinerem Wirkungsgrad geladen. *M* ist ein Morsetaster.

Für Empfangsversuche induzierte der offene Schwingungskreis einen aperiodischen Kreis, bestehend aus einer Spule *S* von 10 Windungen, deren Enden an einen Bleiglanzdetektor *D* der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie führten. Parallel zum Detektor lag ein Telephon *T*; außerdem enthielt die Spule einen kleinen Glimmerkondensator *G* von 2500 cm Kapazität, der die Telephonströme blockierte. Durch das Gehäuse des Detektors war die Speiseleitung des Induktoriums über einen Federkontakt

Fig. 2.

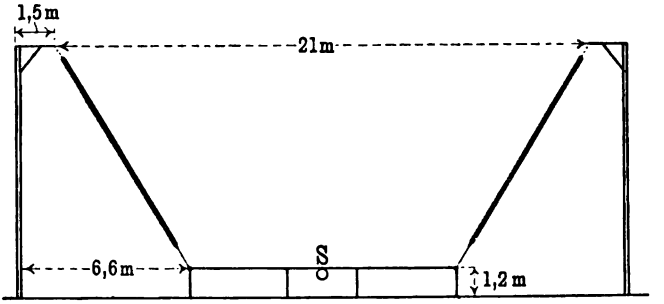


derart geführt, daß dieser Kontakt geöffnet war, sobald der Detektor eingesetzt wurde, so daß niemals Funken spielen konnten, wenn der empfindliche Detektor eingeschaltet war. Die ganze Anordnung der Fig. 2 war in einem tragbaren, 100 cm breiten, 40 cm hohen und 35 cm tiefen Stationskasten untergebracht.

Die magnetische Koppelung eines aperiodischen Detektorkreises mit dem Luftleiterkreise bewährt sich auch auf großen Stationen beim Gebrauch von Bleiglanzzellen, elektrolytischen Zellen und Kohärern. Über die günstigste Dimensionierung des aperiodischen Kreises liegen noch keine abgeschlossenen Messungen vor; sie hängt ab von der ungefähren Wellenlänge, die man empfangen will, und von den Eigenschaften des Detektors, der entweder auf Integralwerte des Stromes oder der Spannung, oder auf Momentanwerte von Strom oder Spannung wesentlich ansprechen kann.

2. Eine Station mit vier Masten wurde im Juli d. J. in einem von Wald, Hügeln, Telegraphenleitungen und Eisenbahnschienen freien Gelände zwischen Buckow und Lichtenrade südlich von Berlin erprobt. Sie enthielt zwei unter rechtem Winkel gekreuzte kongruente Systeme von je zwei Antennen mit denselben Abmessungen, die auf Seits 936 angegeben sind. In Fig. 3 sind die Maße eines Systems eingetragen. Die Koppelungsspule S besitzt sechs rechteckige Windungen von der Größe 17×12 cm; in diesem Falle besaß jedes der beiden gekreuzten Systeme die Eigenschwingung 100 m. Vom Stationskasten aus standen die vier Masten in den Haupthimmelsrichtungen. In ungefähr 1 km Entfernung war südlich, südsüdwestlich und westlich von dieser

Fig. 3.



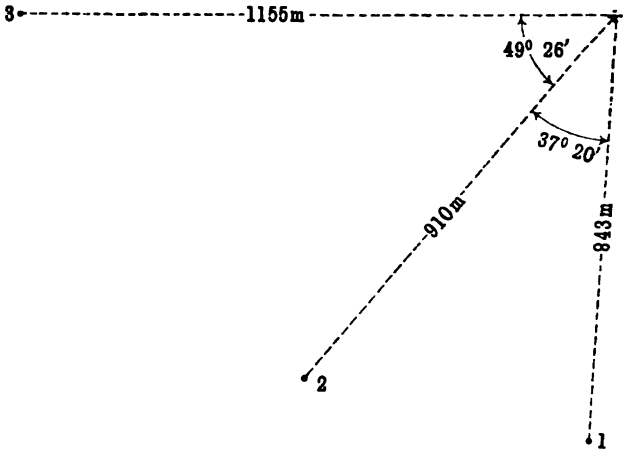
Hauptstation eine Außenstation mit einer Antenne aufgestellt. In den Lageplan Fig. 4 sind Abstände und Winkel eingetragen.

Die Verwendung zweier gekreuzter Systeme ist Tosi und Bellini nachgebildet. Die beiden Koppelungsspulen werden gekreuzt auf einem drehbaren Rahmen befestigt, die eine an die Nord-Süd-Antennen angeschlossen, die andere an die Ost-West-Antennen. Ein Flaschenkreis von der oben beschriebenen Größe und Erregungsweise war fest aufgestellt; durch Drehen des Rahmens konnte die eine oder die andere Koppelungsspule in die Ebene des Flaschenkreises eingestellt werden.

Wurde mit dieser Vorrichtung das Nord-Süd-System allein erregt, so empfing die Station 1 laute Zeichen, die Station 2 ebenfalls, während 3 nichts empfing. Wurde der Rahmen um 90° gedreht, so wurden auf Station 3 laute Zeichen gehört, auf 2 schwache, auf 1 nichts.

Es wurde außerdem eine fliegende Empfangsstation verwendet. Sie enthielt dieselbe Antenne und Gegenantenne wie die Außenstationen, nur eine 10 m lange Bambusstange statt des Mastes; Koppelungsspule und aperiodischer Detektorkreis waren in einem kleinen Lederfutteral untergebracht, so daß die ganze Empfangsstation von zwei Radfahrern befördert und binnen zwei Minuten aufgestellt werden konnte. Telegraphierte nun die Hauptstation in Ost-West-Richtung, so konnte diese fliegende Station aus Süden auf 150 m genähert werden, ohne die Zeichen zu hören, während

Fig. 4.



sie noch in 3000 m Entfernung südlich deutlichen Empfang hatte, wenn die Hauptstation mit dem Nord-Süd-System Zeichen gab.

Für Empfangsversuche wurden die beiden gekreuzten Koppelungsspulen fest in einen Kasten eingebaut und die Spule des aperiodischen Detektorkreises drehbar angeordnet. Wurde dann auf den Stationen 1 und 3 gleichzeitig telegraphiert, so wurden die Zeichen von der Südstation laut gehört, wenn die Ebene der Detektorkreisspule in der Ebene des Nord-Süd-Systems lag. Wurde sie gedreht, so wurden die Zeichen schwächer, gleichzeitig wurden die Zeichen der Weststation hörbar; nach einer Drehung von 90° wurden diese allein gehört.

Die Zeichen der Station 2 wurden bei schräger Stellung der Detektorspule am lautesten gehört, was auch nach den Beobach-

tungen von TOSI und BELLINI zu erwarten war. Das Maximum war jedoch unscharf; dagegen war in der Richtung senkrecht dazu eine sehr deutlich ausgeprägte Nullstelle zu beobachten.

3. Im Oktober d. J. wurden weiterhin an einem System mit zwei Antennen im Gelände zwischen Gr.-Machnow und Mittenwalde mit der gütigen Genehmigung des Herrn Rittergutsbesitzers Dr. VON SCHIERSTÄDT Versuche angestellt, die vor allem entscheiden sollten, wie sich die Reichweite der gerichteten Station in der günstigsten Richtung zur Reichweite einer nach allen Seiten gleichmäßig strahlenden Station verhält.

Zu dem Zwecke war es zunächst notwendig, die Gleichmäßigkeit der Wirkungsweise der Stationen zu prüfen. Es hat sich mit einer Ausnahme, die am Schluß besprochen werden soll, ergeben, daß beim Telegraphieren mit der beschriebenen Station mit einem Mast auf einer fliegenden Station in 3600 m Entfernung stets mühelos die Zeichen gehört werden konnten. In größerer Entfernung wurden sie schwächer, in 3900 bis 4000 m verschwanden sie, in 4100 m wurden sie nie gehört. Diese Entfernungen wurden übereinstimmend beobachtet über ebenes und hügeliges Gelände, bei 35° Wärme und 6° Kälte, in grellstem Sonnenschein, bei bedecktem Himmel und im Finstern. Nur bei Regen waren die Reichweiten kleiner, weil die benutzten Isolationen dann versagten. Bei strenger Kälte und wenn die Beutelelemente stark verbraucht waren, mußten fünf oder sechs Elemente benutzt werden, um dem Induktorium 25 Watt zuführen zu können.

Der Umstand, daß das Sonnenlicht keine nachweisbare Änderung verursachte, erklärt sich durch die Berechnung von ZENNECK[1]), nach der erst Luftschichten von mehr als 6 km Höhe infolge der Ionisation durch Sonnenlicht Einfluß auf die Fortpflanzung der Wellen gewinnen können.

Es wurde ferner festgestellt, daß weder in mittleren Entfernungen, noch an der Grenze, wo die Zeichen noch soeben hörbar waren, wahrnehmbare Unterschiede der Lautstärke durch Drehen des Gegengewichts hervorgerufen werden konnten. K. E. F. SCHMIDT[2]) hat bolometrisch eine deutliche Abhängigkeit

[1]) J. ZENNECK, Ann. d. Phys. (4) 23, 864, 1907.
[2]) K. E. F. SCHMIDT, Phys. ZS. 8, 5, 1907.

der Empfangswirkung von der Orientierung des Gegengewichtes gefunden, und zwar in Abständen der Antennen von zwei bis drei Wellenlängen, während hier in 20 bis 40 Wellenlängen Abstand beobachtet wurde, allerdings mit dem Telephon, das nur größere Intensitätsunterschiede erkennen läßt.

Die Koppelung wurde auf sämtlichen Stationen so stark gewählt, daß soeben nicht mehr zwei Koppelungswellen mit dem Wellenmesser wahrgenommen werden konnten.

Es wurde zunächst eine der Station Fig. 3 ähnliche Station errichtet, deren Masten ungefähr in Ost-West-Richtung standen. Die Antennenspitzen waren 18 m voneinander entfernt. Die Reichweite dieser Station betrug in westlicher Richtung wenig mehr als 2000 m. Die Koppelungsspule besaß acht Windungen, und es war möglich, eine Koppelung von 15 Proz. herzustellen. Die beiden Koppelungswellen waren aber noch bei dem Koppelungsgrad 0,04 zu trennen.

Infolgedessen wurden die oberen Antennenenden auf 28 m entfernt und als Zuleitungen zu den Antennen mehrfache Drähte verwendet. Dann hatte die Koppelungsspule bei 100 m Wellenlänge des Systems sieben Windungen, und es konnte bei stärkster Koppelung der Koppelungskoeffizient 0,04 noch erreicht werden.

Mit dieser Station wurde eine Reichweite in östlicher Richtung erreicht, die etwa 4 km betrug und jedenfalls nicht kleiner war als die Reichweite einer Station mit einer Antenne.

Eine solche einfache Station war 200 m südlich in der Richtung des Minimums der gerichteten Station aufgestellt und war während der Versuche für Vergleichszwecke beständig in Betrieb.

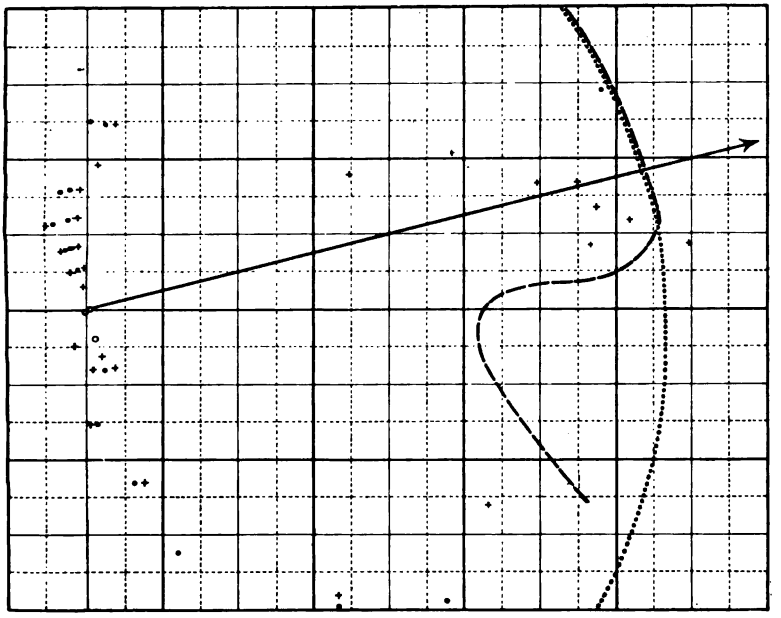
Um eine ungefähre Kurve gleicher Energie aufzunehmen, wurde im Gelände nördlich, südlich und östlich der gerichteten Station mit der fliegenden Empfangsstation die Grenze aufgesucht, bis zu der die Zeichen der gerichteten Station gehört werden konnten.

In Fig. 5 sind die Stellen der Masten durch kleine Kreise bezeichnet; der lange Pfeil bezeichnet die Richtung, in der die Masten der Station mit zwei Antennen hintereinander erscheinen. Die punktierte Kurve ist ein Kreis um die einfache Station mit 3,8 km Radius. Die Kreuze bezeichnen Stellen, an denen die Zeichen von der gerichteten Station deutlich gehört wurden, die

Punkte solche Stellen, wo nichts zu hören war. Die Grenze des Empfanges in weiter Annäherung liegt auf zwei Kreisen, die sich in der Mitte zwischen den Masten berühren.

Von den Unregelmäßigkeiten interessiert besonders, daß nördlich der Station, wo freies Feld vorhanden war, schon in 200 m Abstand eine Nullstelle festgestellt werden konnte, südlich jedoch erst in 350 m Abstand, jedenfalls infolge störender Reflexionen

Fig. 5.



an dem benachbarten Dorfrand und an Windmühlen. Die gestrichelte Kurve begrenzt das Gebiet, in dem von der einfachen Station kein deutlicher Empfang vorhanden war. Diese Kurve besitzt dem Kreise gegenüber eine sehr merkwürdige Einbuchtung. Für diese Erscheinung habe ich keinen Grund finden können, vielleicht ist sie durch die Bodenbeschaffenheit verursacht. Dieses Gebiet, in dem niemals die Zeichen von einer der beiden Stationen gehört werden konnten, unterscheidet sich von dem übrigen untersuchten Gelände in geologischer Hinsicht dadurch, daß es ein ausgedehntes Tonlager enthält.

Es wurden auch Versuche angestellt, die zeigen sollten, ob in der Umgebung der Zweiantennenstation ein starkes horizontales elektrisches Feld vorhanden sei. Zu dem Zweck wurde nördlich dieser Station — also in der Richtung des Minimums des Empfanges mit vertikaler Antenne — ein 20 m langer Draht 1 m über dem Erdboden isoliert ausgespannt; in der Mitte enthielt er eine Spule, die mit einem aperiodischen Detektorkreis gekoppelt wurde. Das ganze System war auf 100 m Wellenlänge abgestimmt. Waren die Drähte parallel zur Verbindungslinie der zwei Masten geführt, so wurden in 200 m Abstand die Zeichen der gerichteten Station laut gehört; in 400 m Abstand konnten sie jedoch in keiner Lage der Drähte gehört werden.

Die Zeichen der einfachen Station konnten mit dieser Empfangseinrichtung noch in 1300 m Entfernung verstanden werden, falls der Draht genau nach dieser Station hinzeigt. Diese Anordnung ist der von BRAUN [1]) und SIGSFELD benutzten sehr ähnlich; ihre Wirkungsweise bildet eine neue Bestätigung des von ZENNECK [2]) gefolgerten Vorhandenseins horizontaler elektrischer Komponenten bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen über schlecht leitenden Boden.

An den beschriebenen Versuchen haben die Herren K. BANGERT und C. FISCHER mitgearbeitet.

[1]) F. BRAUN, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1, 3, 1908.
[2]) J. ZENNECK, Ann. d. Phys. (4) 23, 846, 1907.

Schieß- und Sprengmittel.

Von

Oscar Guttmann,

Ingenieur-Konsulent in London, Mitglied verschiedener Ingenieur- und gelehrter Institute.

Mit 88 Abbildungen. (Erweiterter Sonderabdruck aus „Muspratts theoretische, praktische und analytische Chemie", 4. Auflage. VII. Band.)

Preis Mark 8,—, geb. in Hlbfrz. Mark 10,—.

Berg- und Hüttenmännische Zeitung: Ist natürlich mit den neuesten Erfahrungen bereichert und bis zur Gegenwart fortgeführt worden, so daß er verdienten Beifall finden dürfte.

Zeitschrift für angewandte Chemie: Besonders mit Bezug auf die Neuerungen der letzten Jahre bildet das Werk eine wertvolle Ergänzung des umfangreicheren Buches. Daß die Darstellung in jeder Hinsicht interessant und anregend ist, bedarf bei Guttmanns bekannter Schilderungsgabe wohl kaum der besonderen Erwähnung.

Zeitschrift für Berg-, Hütten- und Salinenwesen im Preußischen Staate: Wie das große Werk des Verfassers, so zeichnet sich auch das vorliegende Handbuch nicht nur durch seine vortreffliche, übersichtliche Darstellung, sondern auch durch gediegene Ausstattung aus.

Die Industrie der Explosivstoffe.

Von

Oscar Guttmann,

Ingenieur-Konsulent in London, Mitglied verschiedener Ingenieur- und gelehrter Institute.

Mit 327 Abbildungen. **Preis Mark 30,—.**

Archiv für die Artillerie- und Ingenieur-Offiziere: Die streng wissenschaftliche Behandlungsart des Stoffes, die Gründlichkeit der theoretischen und praktischen Darlegungen durch den vielerfahrenen Verfasser dürften das hier besprochene Buch für den Fachmann unentbehrlich machen.

Gaea: Das obige Werk darf daher wirklich als ein wissenschaftliches Ereignis auf diesem Gebiete bezeichnet werden, als ein Buch, das in Hinsicht auf Gründlichkeit der theoretischen und praktischen Behandlung des Stoffes einzig dasteht.

Ausführliches Verlagsverzeichnis kostenlos.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Telegraphie ohne Draht

von

Augusto Righi und **Bernhard Dessau**

o. Professor an der Universität Bologna. a. o. Professor an der Universität Perugia.

Zweite vervollständigte Auflage.

Mit 312 in den Text eingedruckten Abbild. Preis geh. ℳ 15,—, geb. ℳ 16,50

Physikalische Zeitschrift: A. Righi ist einer der Klassiker auf dem Gebiete der elektrischen Wellen, und von ihm hat sein Schüler Marconi den wissenschaftlichen Impuls zu seiner energischen Inangriffnahme des praktischen Problems erhalten. Das Buch ist populär gehalten, aber im besten Sinne wissenschaftlich populär. Dementsprechend orientiert der erste Teil über die grundlegenden elektrischen Erscheinungen. Der zweite Teil spezialisiert sich auf die Grundlagen des Gebietes, die elektromagnetischen Wellen, behandelt dort in sehr schöner und kritisch klarer Weise die elektrischen Schwingungen, die elektrischen Wellen und die Radiokonduktoren. Der dritte Teil bringt dann die praktischen Arbeiten über Telegraphie ohne Draht, wo überall erfolgreich getrachtet ist, das Prinzipielle zu sondern und hervorzuheben. Keine Zusammenstellung, sondern eine kritische Bearbeitung haben wir hier, dabei gründliche und vollständige historische Übersichtlichkeit und gerechte Würdigung der Anteile jeder Arbeiters. Der vierte Teil bringt die Versuche über drahtlose Telegraphie mit Hilfe der photoelektrischen Wirkungen des ultravioletten Lichtes (Zickler), dann die Photophonie (Bell) und deren vom Referenten begründete praktische Ausgestaltung, die Flammentelephonie.

Die internationalen absoluten Maſse

insbesondere **Die elektrischen Maſse**

für Studierende der Elektrotechnik in Theorie und Anwendung dargestellt und durch Beispiele erläutert von

Dr. A. von Waltenhofen.

Dritte, zugleich als **Einleitung in die Elektrotechnik** bearb. Auflage.

Mit 42 Abbildungen. Preis geheftet ℳ 8,—, gebunden ℳ 9,—.

Zeitschrift für Heizung, Lüftung und Beleuchtung: Diese dritte Auflage muß infolge der bedeutenden Bereicherung und Ausdehnung auf die Elektrotechnik als ein von den früheren Auflagen völlig verschiedenes, viel umfassenderes Werk, namentlich aber mehr dem Bedürfnis des praktischen Elektroingenieurs angepaßt, bezeichnet werden. Überall sind die Lehrsätze durch Beispiele der praktischen Anwendung nutzbar gemacht, und dabei die neueren Arbeiten überall hinzugefügt und in den Zahlenangaben verwertet. . . . Wir begrüßen in diesem Buche freudig ein Werk, das in ungemein leicht faßlicher und klarer Weise die aus den Naturgesetzen nach der Gaussschen Lehre entwickelten absoluten Maße und Einheiten allen Zweigen der Physik und der darin begründeten Technik einheitlich dienstbar macht, und damit gewissermaßen den Schlußstein für die praktische Durchführung zu der Lehre von der Einheit der Naturkräfte liefert. Wir können dieses Werk allen denen bestens empfehlen, die als Studierende sowie praktisch mit den auf theoretischer Grundlage anzustellenden Berechnungen für elektrische Anlagen jeder Art zu tun haben. Dem Physiker von Beruf aber scheint uns dies Werk ein wertvolles Nachschlagebuch zu sein.

Ausführliches Verlagsverzeichnis kostenlos.

Jahrg. 6 *Heft 24*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1908

onatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu be
durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Seite

Bericht über die Sitzung vom 18. Dezember 1908. 945

M. Thiesen, Über die spezifische Wärme fester Körper. (Eingegangen am 12. Dezember 1908, vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dezember 1908.) 947

O. v. Baeyer, Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen. (Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908.) 953

Robert Fürstenau, Über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur. (Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Dezember 1908.) 965

Edgar Meyer, Zur Deutung der Versuche des Herrn M. Cantor. (Eingegangen am 10. Dezember 1908, vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dezember 1908.) 980

Mitgliederliste der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. 983

Alphabetisches Namenregister zu Jahrgang 10 (1908) der Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. 995

Titel und Inhalt zum 6. Jahrgange. . . . . I bis X

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

I. Allgemeine Physik. S. 437. — II. Akustik. S. 439. — III. Physikalische Chemie. S. 439. — IV. Elektrizität und Magnetismus. S. 441. — V. Optik des gesamten Spektrums. S. 445. — VI. Wärme. S. 447. — VII. Kosmische Physik. S. 449.

Photometer
Spektral-Apparate
Projektions-Apparate
Glas-Photogramme
Physik. Apparate n. Prof. Grimsehl

Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: **Dr. Hugo Krüss.** **HAMBURG.**

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die physikalischen Eigenschaften der Seen.

Von **Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess,**
Assistent für Physik an der Königlichen Technischen Hochschule München.

Mit 36 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. Preis geh. 3 ℳ, geb. 3,60 ℳ

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

10. Jahrg. 30. Dezember 1908. Nr. 24.

Sitzung vom 18. Dezember 1908.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Erich Lehmann** berichtet
über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums.

Ferner spricht Hr. **O. Hahn**
über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung von Aktinium.

Hr. **O. Reichenheim** legt eine Mitteilung:
Über die Fluoreszenzfarben von Glas und Quarz unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen;
ferner Hr. **Erich Regener** eine Arbeit von Hrn. **Edgar Meyer:**
Zur Deutung der Versuche des Hrn. M. CANTOR;
endlich Hr. **Karl Scheel** folgende Mitteilungen vor:

1. von Hrn. **M. Thiesen:** Über die spezifische Wärme fester Körper;
2. von Hrn. **R. Lindemann:** Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. stud. phys. FRITZ SPAHN, Berlin NW. 52, Werftstraße 4.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Hr. Dr. OTTO CURIO, Berlin N. 24, Friedrichstraße 134.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. NAHRWOLD.)

Hr. Dr. R. FÜRSTENAU, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 18/19.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Über die spezifische Wärme fester Körper;

von M. Thiesen.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dezember 1908.)
(Vgl. oben S. 945.)
Eingegangen am 12. Dezember 1908.

1. In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich für die Ausdehnung und für die spezifische Wärme fester Körper gewisse Formeln aufgestellt und zunächst an Platin geprüft, zugleich auch hervorgehoben, daß eine genauere Prüfung nur auf Grund der Originalarbeiten erfolgen könne. Ich habe nun die Literatur über Bestimmungen der spezifischen Wärme fester Elemente einer eingehenden Durchsicht unterzogen und andererseits versucht, eine sichere Grundlage für eine Theorie zu gewinnen. Das allgemeine vorläufige Ergebnis dieser Untersuchungen möchte ich hier schon jetzt vorlegen.

2. Die erwähnten Formeln sagen aus, daß spezifische Wärme und Ausdehnungskoeffizient einer und zwar derselben Potenz der absoluten Temperatur proportional seien; abgeleitet wurden sie aus einem empirischen Satze des Herrn Grüneisen, nach dem das Verhältnis der beiden Größen konstant sein sollte. Nun habe ich schon in einer Berichtigung bemerkt, daß die Formeln nicht notwendig aus dem Satze Grüneisens folgen[2]). Außerdem geht aber aus dem Beobachtungsmaterial bei kritischer Behandlung wohl mit Sicherheit hervor, daß der Grüneisensche Satz nicht richtig ist; der Ausdehnungskoeffizient wächst meist viel schneller mit der Temperatur als die spezifische Wärme[3]). Gegen die Richtigkeit der Formel für die spezifische Wärme spricht ferner, daß sie mit dem Gesetze von Dulong und Petit unvereinbar ist.

Scheinen damit die Grundlagen für die Formeln vollständig zusammengebrochen zu sein und muß man jedenfalls für Aus-

[1]) M. Thiesen, Verh. D. Phys. Ges 10, 409, 1908.
[2]) M. Thiesen, ebend. 10, 604, 1908.
[3]) Dies gilt auch für Platin. Nach der anderen Seite hin weicht ein Satz von Tomlinson von den Tatsachen ab; H. Tomlinson, Proc. London Roy. Soc. 37, 111, 1884.

dehnung und spezifische Wärme verschiedene Werte des Exponenten annehmen, so zeigt sich doch andererseits, insbesondere für die spezifische Wärme, daß die Formel die Aufgabe, welche ich ihr von Anfang an allein zugewiesen hatte, recht gut erfüllt. Sie stellt die Abhängigkeit der spezifischen Wärme von der Temperatur in den beobachteten Intervallen für die meisten Körper im großen und ganzen dar und erweist sich für Extrapolationen den bisher angewandten Potenzreihen weit überlegen. Leitet man die Konstanten aus GAEDES zwischen 0° und 100° liegenden Beobachtungen ab, so werden Beobachtungen bei der Temperatur der flüssigen Luft noch befriedigend wiedergegeben.

Dies liegt wohl daran, daß die Formel doch wesentliche Eigenschaften mit dem wahren Gesetze gemeinsam hat. Man kann es als Tatsache ansehen, daß die spezifische Wärme der festen Körper (d. i. der Kristalle) mit der Temperatur wenigstens nahezu verschwindet, daß sie mit wachsender Temperatur zwar nicht, wie die Formel für einen gebrochenen Exponenten aussagt, sogleich unendlich schnell, aber doch bei meist noch sehr niedriger Temperatur sehr rasch ansteigt, und daß dieser Anstieg dann mit einer stark verminderten Geschwindigkeit andauert, bis der Schmelzpunkt oder eine andere Umwandlungstemperatur den stetigen Gang der Änderung unterbricht.

3. Die richtige Grundlage für eine Theorie der spezifischen Wärme fester Körper dürfte durch Herrn EINSTEIN[1]) gegeben sein. Im Anschluß an diese Theorie nehmen wir an, daß die chemischen Atome eines festen Körpers bei der Temperatur des absoluten Nullpunktes durch elastische Kräfte in einer bestimmten Stellung, etwa den Gitterpunkten eines Raumgitters, festgehalten werden. Bei höherer Temperatur werden dann die Atome um ihre Gleichgewichtslage nahezu isochrone gedämpfte Schwingungen ausführen; die Frequenzen dieser Schwingungen werden in drei bestimmten Richtungen unabhängig voneinander sein. Der Anstoß zu diesen Schwingungen wird durch die schwarze Strahlung gegeben, die den Körper erfüllt; die Energie der Schwingungen muß sich mit der Energie der schwarzen Strahlung ins Gleichgewicht setzen. Damit ist das Mittel gegeben, den Wärme-

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 22, 184 und 800, 1907.

inhalt des Körpers und demnach auch seine spezifische Wärme zu berechnen.

Aus den bisher angegebenen Voraussetzungen läßt sich das Gesetz von DULONG und PETIT nebst seinen Erweiterungen für zusammengesetzte Körper als Grenzgesetz für hohe Temperaturen ableiten, auch erhält man den zuerst von BOLTZMANN[1]) angegebenen theoretischen Wert des Koeffizienten dieses Gesetzes. Gleichzeitig wird aber auch die Abnahme der spezifischen Wärme mit sinkender Temperatur erklärt.

Freilich versagt die dafür von Herrn EINSTEIN angegebene Formel, wenn man sie an dem hierfür besonders geeigneten Diamanten prüft; schon die von Herrn EINSTEIN selbst benutzten Versuche des Herrn A. F. WEBER lassen starke systematische Fehler übrig, und bei der Temperatur der flüssigen Luft erklärt die Formel nicht den tausendsten Teil der an sich schon kleinen von Herrn DEWAR gefundenen Wärme. Der Grund dafür ist aber leicht zu finden. Die von EINSTEIN benutzte Formel des Herrn PLANCK berücksichtigt nur diejenige Energie des Resonators, welche von Schwingungen herrührt, die sehr nahe der Eigenschwingung des Resonators entsprechen; ist nun aber diese Eigenschwingung in der erregenden Schwingung äußerst klein gegenüber der gesamten Energie, so kann auch die von PLANCK berücksichtigte Energie noch klein gegen die wahre sein. Dies muß für sehr niedrige Temperaturen zutreffen, für diese wird dann die spezifische Wärme annähernd der dritten Potenz der Temperatur proportional sein und nicht mehr der Formel EINSTEINS entsprechen.

Nach einer zunächst nur beiläufig durchgeführten Rechnung kann man erwarten, daß der Gang der spezifischen Wärme des Diamanten auch quantitativ durch die in der angedeuteten Weise vervollständigte Theorie wiedergegeben wird; allerdings muß dann eine ziemlich erhebliche Dämpfung angenommen werden.

4. Bei der bisher gemachten Annahme von isochronen gedämpften Schwingungen liegt kein Grund vor, zwischen der spezifischen Wärme bei gleichem Volumen und gleichem Drucke zu unterscheiden, falls wir die elastischen Kräfte nur von der Lage,

[1]) L. BOLTZMANN, Sitzungsber. d. Wiener Akad. 63 [2], 732, 1871.

nicht auch von der Bewegung der Atome abhängen lassen. Die mittlere Lage der Atome und das mittlere Potential der elastischen Kräfte wird sich durch kleine Schwingungen nicht merklich ändern; also wird auch die Gestalt des Körpers oder bei festgehaltener Gestalt der Druck zunächst bei einer Erhöhung der Temperatur ungeändert bleiben; die Theorie fordert also, daß die Ausdehnungskoeffizienten bei niederer Temperatur verschwindend klein sind [1]).

Bei etwas höheren Temperaturen werden aber die Schwingungen nicht mehr isochron sein. Man darf nämlich keinenfalls annehmen, daß bei gewöhnlicher Temperatur die Schwingungsamplituden klein gegen die mittleren Abstände der Atome oder gleichwertiger Atomgruppen sind. Schmelzen oder Übergang in eine andere Modifikation wird eintreten, wenn die Schwingungsamplituden von der Ordnung dieser Abstände sind, da dann die bestimmte Lage im System nicht mehr bestehen bleibt. Nun sind, wie der Gang der spezifischen Wärme zeigt, für die meisten Körper, mit Ausnahme etwa des Diamanten und einiger bei gewöhnlicher Temperatur gasförmiger Körper, schon bei ziemlich niedrigen Temperaturen die Schwingungsamplituden nahezu proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur, also schon bei mäßigen Temperaturen ziemlich groß. Die Atome oder Atomgruppen eines Körpers, der bei 1000° absolut schmilzt, werden bei der Temperatur des schmelzenden Eises schon Schwingungen ausführen, deren Amplitude der Hälfte ihres Abstandes gleichkommt [2]). Bei so großen Amplituden darf man aber selbst bei Annahme sehr einfacher Elementargesetze für die elastischen Kräfte nicht mehr voraussetzen, daß diese der Entfernung aus der Gleichgewichtslage proportional sind; die Kräfte, welche der Annäherung entgegenwirken, werden im allgemeinen schneller wirken als die entgegengerichteten Kräfte; daraus folgen bei festgehaltener Gestalt Druckkräfte, bei gleichen äußeren Kräften Gestaltsänderungen, bei denen die Ausdehnung überwiegt. Jetzt ist auch die lebendige Kraft der Schwingung nicht mehr gleich der potentiellen Energie und damit die Gültigkeit des Dulong-

[1]) Körper wie Quarzglas und Jodsilber entsprechen nicht der Theorie.

[2]) Die wirkliche Annäherung der Atome wird natürlich kleiner sein, da die nach den Lücken gerichteten Schwingungen bevorzugt sind.

PETITschen Gesetzes für höhere Temperaturen wieder aufgehoben; in der Tat zeigt die Erfahrung, daß die spezifische Wärme beim Schmelzpunkt (oder (beim grauen Zinn) beim Umwandlungspunkt um etwa 20 Proz. größer ist, als es der einfachen Theorie entspricht.

Die Berücksichtigung der Abweichung der Schwingungen vom Isochronismus würde die Durchführung der Theorie sehr erschweren. Doch kommt demgegenüber in Betracht, daß bei höheren Temperaturen die Abhängigkeit der Erscheinungen von der Frequenz, wie sie die EINSTEINsche Theorie kennzeichnet, keine erhebliche Rolle mehr spielt und hier daher die Theorien von BOLTZMANN und RICHARZ wieder an Bedeutung gewinnen.

5. Die Theorie EINSTEINs beseitigt zum Teil eine Schwierigkeit der älteren Theorie, welche darin liegt, daß man außer den Atomen noch andere Gebilde annehmen muß, welche durch Strahlung veranlaßt werden, periodische Schwingungen auszuführen. Ordnet man jedem Atom auch nur noch eine weitere Schwingung von einem Freiheitsgrade bei, so führt die ältere Theorie schon auf unzulässige Werte für die spezifische Wärme. Die Theorie EINSTEINs beseitigt diese Schwierigkeit, da der Beitrag dieser anderen Gebilde zur Körperwärme bei ihren großen Frequenzen erst bei Temperaturen merklich werden würde, die nicht mehr zur Beobachtung kommen [1]).

Die modifizierte Theorie läßt diesen Betrag zwar größer erscheinen, wird aber auch im allgemeinen von der Berücksichtigung dieser anderen Gebilde absehen müssen. Eine solche ist unnötig, da für die Abweichungen von der einfachen Theorie bei hohen Temperaturen ein anderer Grund vorliegt, sie ist aber auch unzulässig, da ein überhaupt merklicher Einfluß zunächst viel schneller mit der Temperatur zunehmen müßte, als es der Beobachtung entspricht.

Dagegen wäre es denkbar, daß bei gut leitenden Metallen der Einfluß der frei beweglichen Elektronen zur Geltung käme, die man als Ursache der Leitungsfähigkeit annimmt. Es müßte sich dann die spezifische Wärme solcher Metalle mit sinkender

[1]) EINSTEIN selbst läßt die Frage, wieviel Schwingungen zur Geltung kommen, offen, nimmt auch immer drei Freiheitsgrade von gleicher Frequenz an.

Temperatur nicht der Null, sondern einem kleinen konstanten Werte nähern, und aus diesem Werte würde man die bisher noch ganz unbekannte Zahl der Leitungselektronen berechnen können.

Jedenfalls wäre es zur Prüfung und Weiterführung der Theorie äußerst erwünscht, daß das brauchbare Material an Bestimmungen der spezifischen Wärme hauptsächlich bei niederen Temperaturen wesentlich vermehrt würde. Soweit tunlich wären dafür am besten getrennte Kristalle zu wählen, bei denen vielleicht die Nachwirkungserscheinungen der quasiisotropen Körper fehlen.

Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen;

von O. v. Baeyer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 23. September 1908).

(Vgl. oben S. 621.)

In einer früheren Arbeit[1]) hatte Verfasser gezeigt, daß langsame Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, beim Auftreffen auf Metallflächen in einem von elektrischen Kräften freien Raum eine recht beträchtliche diffuse Kathodenstrahlung auslösen. Diese Versuche sind inzwischen durch eine Veröffentlichung von E. LADENBURG † und K. MARKAU[2]) auch für lichtelektrisch erzeugte Kathodenstrahlen bestätigt worden. Es wurde hier gezeigt, daß durch Vermeidung der Reflexion die früher erhaltenen Resultate über die Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen wesentlich modifiziert werden.

Als Ursache dieser Erscheinung nahm ich damals das Vorhandensein einer wirklichen Reflexion an, wie sie auch bei schnellen Kathodenstrahlen bekannt ist.

Diese Anschauung wurde dadurch gestützt, daß die Stärke des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit der Primärstrahlen abzunehmen schien, während nach den LENARD schen Versuchen für die eigentliche Sekundärstrahlung ein Anwachsen bis zu Geschwindigkeiten von 400 Volt zu erwarten war.

Im folgenden sollen nun eingehendere Versuche beschrieben werden, aus welchen hervorgeht, wie dies Reflexionsvermögen, d. h. die Stärke der von der bestrahlten Platte ausgehenden Strahlung in Prozenten der auftreffenden, von der Geschwindigkeit abhängt.

Zur Messung des Reflexionsvermögens war in der früheren Arbeit ein Hilfsfeld an der bestrahlten Platte verwendet worden.

[1]) O. v. BAEYER, Über langsame Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 96, 1908.

[2]) E. LADENBURG † und K. MARKAU, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 562, 1908.

Diese Methode leidet aber, wie schon seinerzeit erwähnt, an verschiedenen Mängeln, die vor allem durch das das verwendete Netz durchdringende Streufeld bedingt sind. Ich habe deshalb die beiden anderen Methoden zur Vermeidung der Reflexion, die l. c. erwähnt wurden, untersucht, nämlich Auswahl eines geeigneten Materials und Anwendung eines Faradayzylinders.

Zunächst wurden durch Vorversuche verschiedene Materialien auf ihr Reflexionsvermögen geprüft. Es ergab sich, daß Ruß jedenfalls nur geringes Reflexionsvermögen für Strahlgeschwindigkeiten zwischen 0 und 20 Volt besitzt. Der Versuch wurde so angestellt, daß in den Weg der Kathodenstrahlen eine durch Schliff drehbare Messingplatte gestellt wurde, die einerseits berußt war. Es ergab sich dann, daß der von der Messingplatte abfließende Strom mehr als doppelt so groß wurde, wenn die Messingplatte durch die Rußschicht ersetzt wurde.

Dieser Versuch führte zu einer einwandfreien Anordnung zur Bestimmung des Reflexionsvermögens. Zu einer einigermaßen zuverlässigen Messung ist nämlich unbedingt erforderlich, daß die gesamte Umgebung des Reflektors möglichst wenig reflektiert, um zu vermeiden, daß die vom Reflektor zurückgeworfene Strahlung durch nochmalige Reflexion wieder an den Reflektor zurückgelangt. Deshalb wurde in allen folgenden Versuchen der Reflektor umgeben mit berußten Metallflächen, die außerdem möglichst weit vom Reflektor entfernt angebracht waren. Auf diese Weise konnte die Störung durch zweimalige Reflexion fast vollkommen beseitigt werden.

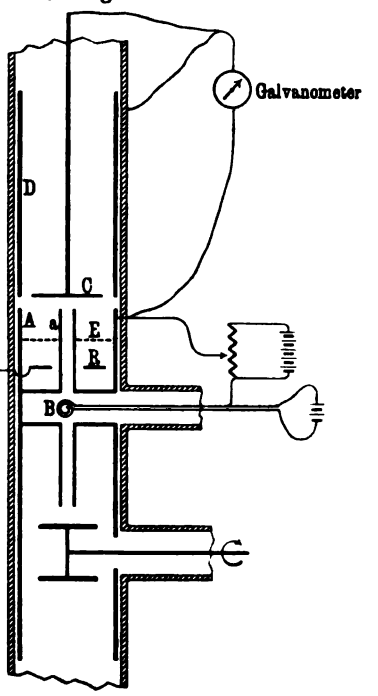
Messung der Reflexion mittels Faradayzylinders.

Das Prinzip der Methode besteht darin, daß ein Kathodenstrahlbündel das eine Mal auf den zu untersuchenden Reflektor fällt, das andere Mal von einem Hohlzylinder aufgefangen wird, bei dem praktisch keine Reflexion auftritt. Mißt man den vom Reflektor bzw. Hohlzylinder abfließenden Strom, so kann aus dem Verhältnis der beiden Ströme das Reflexionsvermögen berechnet werden.

Die Versuchsanordnung war folgende: In der zu evakuierenden Glasröhre war als Kathodenstrahlenquelle eine kleine Spirale B

aus Platindraht mit Calciumoxydüberzug angebracht, die geglüht werden konnte. A (Fig. 1) ist ein Messingrohr von 3 cm Durchmesser und 3 cm Höhe, in dessen Mitte ein 4 mm weites, sehr dünnwandiges Röhrchen a angebracht ist. Wurde B geglüht und zwischen A und B eine Potentialdifferenz angelegt, so trat durch das Röhrchen ein Kathodenstrahlbündel, das auf die als Reflektor dienende Platte C fällt. Die Dimensionen des Diaphragmas a waren so gewählt, daß ein Übertreten von Kraftlinien des Feldes zwischen A und B nach dem Reflektorraum ausgeschlossen war, und daß das austretende Kathodenstrahlbündel (bei geradliniger Bahn der Teilchen) in allen Fällen ganz auf Platte C fallen mußte.

Fig. 1.



Die Oberfläche des Rohres A war berußt, und es ist ohne weiteres ersichtlich, daß auf diese Weise von C reflektierte Strahlen nur zum geringsten Teil zurückgelangen können. Die Platte C war beweglich und hing an einem dünnen Kupferdraht, der mittels Schliff auf eine Achse aufgewickelt werden konnte. Dadurch war es möglich, die Platte C innerhalb des berußten Messingzylinders D von 3 cm Weite und 7 cm Länge beliebig heben und senken zu können. War die Platte C am oberen Ende von D, so wurde durch D und C ein Hohlzylinder gebildet.

Die Länge dieses Hohlzylinders war derartig, daß die am oberen Ende diffus reflektierten Kathodenstrahlen (geradlinige Ausbreitung vorausgesetzt) praktisch vollkommen von den Wänden des Hohlzylinders aufgenommen wurden.

Der vom Zylinder D und der Platte C nach A abfließende

Strom konnte durch ein Galvanometer gemessen werden (Empfindlichkeit etwa 5.10^{-10} Amp. pro Skalenteil). War i_1 der von C abfließende Strom, wenn die Platte C am unteren Rande von D stand, i_2 der von C und D abfließende Strom, wenn die Platte C am oberen Rande von D stand, so ergab $1 - \frac{i_1}{i_2} = R$ das Reflexionsvermögen der Platte.

Bei diesen Messungen sind nun zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen. Zunächst muß für einwandfreie Messungen die Ionisation, d. h. die Bildung von positiven und negativen Ionen aus ungeladenen Gasmolekülen zu vernachlässigen sein. Für sehr langsame Kathodenstrahlen von 0 bis 10 Volt Geschwindigkeit, ist, wie LENARD gezeigt hat, die Ionisation außerordentlich gering, auch bei weniger vollkommenem Vakuum. Bei höheren Geschwindigkeiten steigt dagegen die Ionisation stark an, wenn man nicht außerordentlich hohes Vakuum verwendet. Wie ich schon am anderen Orte erwähnte, gelingt es durch Evakuation mittels Kokosnußkohle und flüssiger Luft die Ionisation für die hier in Betracht kommenden Kathodenstrahlgeschwindigkeiten auf ein genügend kleines Maß herabzudrücken.

Die Verwendung sehr guten Vakuums ist aber noch aus einem anderen Grunde nötig. Es haben nämlich gerade die sehr langsamen Elektronen in besonderem Maße die Eigenschaft, sich mit Gasteilchen zu beladen. Auf diese Weise werden negative Ionen gebildet, die von LENARD „Träger" genannt werden. Diese Trägerbildung verursacht besonders bei langsamen Kathodenstrahlen und einem nicht genügend hohen Vakuum eine starke diffuse Zerstreuung; so daß dann von geradliniger Ausbreitung keine Rede mehr sein kann. Für einwandsfreie Reflexionsmessungen nach der hier verwendeten Methode ist aber natürlich eine einigermaßen geradlinige Ausbreitung Vorbedingung.

Mit Verbesserung des Vakuums nimmt die Trägerbildung ab. Vollkommen vermeiden läßt sie sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht. Besonders gilt dies bei der Verwendung glühender Kathoden, die fortwährend Gase abgeben.

Um ein Urteil über das erreichte Vakuum zu erhalten, wurde bei allen folgenden Versuchen die durch Trägerbildung hervorgerufene Streuung der Kathodenstrahlen gemessen.

Zu diesem Zwecke wurde Zylinder D mit A direkt verbunden, während durch das Galvanometer nur der auf die Platte C fallende Strom floß. Die Abnahme des so gemessenen Stromes bei Verschiebung der Platte C ergab ein Maß für die Größe der Streuung, da, wie schon erwähnt, bei Abwesenheit der Streuung bei allen Stellungen von C die gesamte Kathodenstrahlenmenge auf die Platte C hätte fallen müssen. Wie zu erwarten war, nahm die Menge der auf den Reflektor C treffenden Strahlung annähernd linear mit der Entfernung ab. Als Beispiel einer solchen Messung ist in folgender Tabelle der von C abfließende Strom bei einer Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen von 10 Volt für verschiedene Abstände des Reflektors vom Diaphragma aufgeführt. Die Zahlen in Kolumne 2 beziehen sich auf ein mit flüssiger Luft hergestelltes Vakuum, während in Kolumne 3 die Werte, die bei Anwendung der Hg-Pumpe allein erhalten wurden, wiedergegeben sind.

Bei der Messung ohne Anwendung flüssiger Luft war der mit Mc Leod-Manometer gemessene Druck 0,005 mm.

Tabelle I.

Abstand des Reflektors vom Diaphragma	Strom, der vom Reflektor nach A fließt, in Skalenteilen	
	mit flüssiger Luft	ohne flüssige Luft
7	18	—
6	21	—
5	27	—
4	33	2
3	39	4
2	44	7
1	48	10

Wie man sieht, wird durch die Anwendung der flüssigen Luft die Streuung bedeutend herabgemindert. Bei geringeren Geschwindigkeiten als 10 Volt war sie natürlich beträchtlich größer.

Bei allen folgenden Messungen wurde auf die angegebene Weise die Streuung für 10 Volt Strahlen gemessen. Es war dadurch eine gewisse Sicherheit gegeben, daß das Vakuum genügende Höhe erreicht hatte.

Im folgenden sollen zunächst die Werte wiedergegeben werden, die bei verschiedenen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten für den Reflexionsfaktor gefunden wurden. Die Kathodenstrahlgeschwindigkeiten sind in allen Fällen ausgedrückt durch das zwischen A und B herrschende Potential[1]).

In einem Fall diente z. B. als Reflektor eine mit Schmirgelpapier abgeschmirgelte Messingplatte. Die Messungen erfolgten in der Weise, daß für eine Primärstrahlgeschwindigkeit der Wert i_1, dann i_2 und hierauf wiederum i_1 gemessen wurden.

Tabelle II.

Primärgeschw. Volt	i_1	i_2	i_1	$\frac{i_2 - i_1}{i_2} = R$
5	14	39	18	0,59
8	27	107	32	0,72
10	36	143	41	0,74
12	52	165	56	0,67
15	57	192	64	0,68
20	15	215	19	0,93

Aus den Werten für R folgt zunächst, daß auch nach der hier angewandten Methode Reflexionsfaktoren gefunden werden, die der Größenordnung nach mit den seinerzeit mit Hilfsfeld gefundenen übereinstimmen.

Betrachtet man die Werte von R bei den angegebenen Primärgeschwindigkeiten, so erkennt man einen eigentümlichen Gang. Es steigt nämlich der Wert von R bis etwa 10 Volt an, um dann bis 15 Volt abzufallen, worauf wieder ein starker Anstieg stattfindet.

Dem kleinen Werte für R bei 5 Volt wird man meines Erachtens keine große Sicherheit beilegen dürfen. Es lassen sich dafür zweierlei Gründe angeben. Erstens muß man, wie schon oben erwähnt, annehmen, daß bei diesen geringen Geschwindig-

[1]) Infolge des durch den Heizdraht fließenden Heizstromes ist auf dem Heizdraht ein Potentialgefälle von etwa 2 Volt. Es ergibt also die angelegte Potentialdifferenz V nicht die wirkliche Geschwindigkeit der Primärstrahlung; sie ist vielmehr aus dem angegebenen Grunde nicht ganz homogen, sondern entspricht einem Intervall von V bis $(V + 2)$ Volt. Das am anderen Orte angegebene Verfahren zur Vermeidung dieser Inhomogenität wurde der Einfachheit halber hier nicht verwendet.

keiten ein großer Teil der Elektronen Träger bildet. Träger können naturgemäß eine Reflexion oder Sekundärstrahlung nicht hervorrufen, da ja ihre Geschwindigkeit außerordentlich viel kleiner ist als die der Elektronen. Andererseits ist aber auch möglich, daß die Reflexion bei kleinen Geschwindigkeiten durch die jedenfalls den Metallen anhaftende Gasschicht vermindert wird. Es ist sehr wahrscheinlich, daß bei Herstellung eines sehr viel besseren Vakuums, wie es z. B. bei den lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen möglich ist, sich diese Abnahme des Reflexionsvermögens erst bei sehr viel kleineren Werten finden würde oder überhaupt verschwinden wird. Immerhin steht so viel fest, daß auch noch bei 2 Volt Geschwindigkeit beträchtliche Reflexion vorhanden ist.

Bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit tritt nun die Trägerbildung bei dem angewandten Vakuum nur mehr unbedeutend auf, wie die Messung der Streuung des Strahles nach der oben beschriebenen Methode ergab. Es war nämlich in diesem Falle der vom Reflektor allein nach A fließende Strom für 1 cm und 5 cm Abstand vom Diaphragma 48 und 32 Skalenteile.

Von diesem Punkt an tritt eine deutliche Abnahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit ein bis zu etwa 15 Volt, was die von mir früher geäußerte Anschauung unterstützt, daß man es in diesem Bereich mit einer wirklichen Reflexion zu tun hat. Bei 15 Volt Geschwindigkeit tritt wieder ein rapider Anstieg des Reflexionsvermögens ein.

Man muß annehmen, daß dieser Anstieg auf die von LENARD bei höherer Geschwindigkeit beobachtete Sekundärstrahlung zurückzuführen ist. Um dies zu untersuchen, wurde die Geschwindigkeit der Primärstrahlung weiter gesteigert.

Bei 25 Volt ergab sich R bereits zu 0,99, d. h. es wurde fast ebensoviel vom Reflektor emittiert, wie auf ihn auftraf. Man erkennt dieses enorme Ansteigen schon aus der rapiden Abnahme des vom Reflektor allein abfließenden Stromes.

Steigert man die Primärgeschwindigkeit, so sinkt der vom Reflektor abfließende Strom noch weiter, kehrt seine Richtung um und steigt nun bei wachsender Primärgeschwindigkeit immer weiter an. Verfolgt wurde diese Erscheinung bis zu 80 Volt Geschwindigkeit. Es ergab sich am Messing als Reflektor ein

positiver Strom von + 120 Skt., während die auffallende Strahlung — 320 Skt. entsprach.

Man könnte nun annehmen, daß diese Erscheinung durch Ionisation des Gasinhaltes hervorgerufen wird. Um dies zu untersuchen, wurde eine Spannungsquelle von 40 Volt zwischen Faradayzylinder und Galvanometer eingeschaltet, so daß der Faradayzylinder gegen die Anode A auf — 40 Volt geladen wurde. Ließ man nun durch das Diaphragma 30 Volt-Strahlen treten, so konnten sie den Faradayzylinder nicht erreichen, eine beträchtliche Ionisation hätte jedoch Bildung von +-Ionen veranlassen und einen merkbaren Stromübergang vom Faradayzylinder zur Anode bewirken müssen. Die beobachteten Ströme waren aber bei dem hier angewandten Vakuum kaum bemerkbar, jedenfalls unter 1 Proz. der in dem Raum eintretenden negativen Strahlung.

Ein direkter Beweis, daß der vom Reflektor abfließende positive Strom auf Sekundärstrahlung beruht, ergibt sich dadurch, daß bei Anlegen eines +-Potentials das bei Vorhandensein von Leitfähigkeit den +-Strom hätte verstärken müssen, der vom Reflektor abfließende +-Strom kleiner wird und bei genügender Höhe des angelegten Potentials negative Werte annimmt. Es zeigt diese Erscheinung, daß durch das +-Potential des Reflektors gegenüber der Umgebung die Sekundärstrahlung zurückgehalten wird.

Oben war die Ansicht ausgesprochen worden, daß zwischen 10 und 15 Volt eine wirkliche Reflexion, dagegen von 15 Volt aufwärts Sekundärstrahlung vorliegt. Ist diese Ansicht richtig, so müßte sich ein Unterschied im Charakter der vom Reflektor ausgehenden Strahlung bemerkbar machen. Es ist zu erwarten, daß die reflektierte Strahlung im wesentlichen die Geschwindigkeit der primären habe, während bei Sekundärstrahlung ein so einfacher Zusammenhang zwischen Primär- und Sekundärgeschwindigkeit nicht zu erwarten ist.

Um diese Frage zu entscheiden, wurde die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen nach derselben Methode wie in meiner früheren Arbeit[1]) untersucht, nur daß jetzt alle in Betracht kommenden Teile berußt wurden; die Anordnung war folgende.

---

[1]) O. v. Baeyer, l. c.

Die Kathodenstrahlen traten wieder (Fig. 1) durch das in der Mitte von A befindliche Röhrchen a und fielen auf den Reflektor D, der in geringem Abstand von dem oberen Ende von a angebracht war. Der ringförmige Hohlraum zwischen A und a war durch das Drahtnetz E in zwei Teile geteilt. In der unteren Hälfte war von A isoliert ein Ring R angebracht; der von R nach A fließende Strom konnte durch das Galvanometer gemessen werden, wobei gleichzeitig dem Ring R beliebige negative Potentiale gegen A erteilt werden konnten.

Die von D ausgehende Strahlung trat also durch das Drahtnetz in ein verzögerndes Feld. Durch Messung des Stromes zwischen Ring und A bei verschiedener Größe des verzögernden Feldes kann man die Geschwindigkeitsverteilung erkennen.

Es wurden Messungen angestellt bei 10, 15, 30 und 80 Volt. Wie die Kurven in Fig. 2 zeigen, ergeben sich deutliche Unterschiede in dem Charakter der Kurven für 10 und 15 Volt gegenüber den Kurven bei 30 und 80 Volt.

Bei den Primärgeschwindigkeiten 30 und 80 Volt liegt der stärkste Abfall zwischen 0 und 5 Volt. Dies zeigt, daß dem größten Teil der Sekundärstrahlung Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung zukommen. Es ist jedoch bei den 30 Volt-Strahlen noch bis zu 28 Volt Spannung zwischen R und A ein merkbarer Strom vorhanden. Dies deutet an, daß hier auch noch Reflexion vorhanden ist. Wird das negative Potential von R A gegenüber über 30 Volt gesteigert, so bleibt der von R abfließende Strom $= 0$, was wiederum beweist, daß Ionisation des Gasinhaltes hierbei keine Rolle spielt.

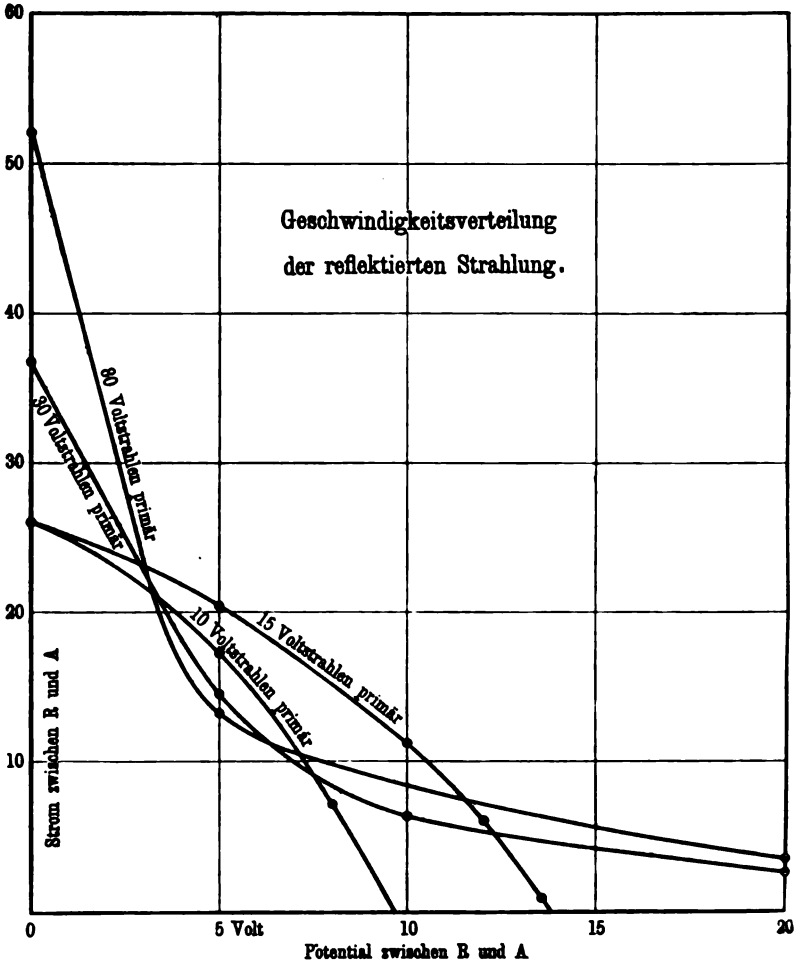
Bei 80 Volt Primärstrahlung überwiegt die Sekundärstrahlung derartig, daß schon bei 30 Volt die Stromstärke auf 1 Proz. des Maximalwertes gesunken ist.

Ganz anders verhalten sich die Kurven bei 15 und 10 Volt Primärgeschwindigkeit. Bei 15 Volt Primärstrahlen z. B. liegt der stärkste Abfall oberhalb 10 Volt. Es ergibt sich also, daß die bei 10 Volt Geschwindigkeit reflektierte Strahlung jedenfalls größtenteils die Geschwindigkeit der Primärstrahlung besitzt, während kleinere Geschwindigkeiten in sehr viel geringerem Maße als bei Vorhandensein der Sekundärstrahlung vertreten sind.

*

Diese Messungen können nur als qualitativ richtig gelten. Der diffuse Verlauf der vom Reflektor kommenden Strahlen und vor allem das für kleine Geschwindigkeiten nicht ausreichende Vakuum

Fig. 2.



muß große Fehler bedingen. In Wirklichkeit wird der Unterschied im Charakter der beiden Strahlungsarten noch viel schroffer sein.

Die erwähnten Versuche wurden, wie schon hervorgehoben, bei möglichst hohem Vakuum ausgeführt, das durch die Stärke der Streuung beurteilt werden konnte. Ein direkter Einfluß des Druckes auf die Größe der Reflexion bzw. Sekundärstrahlung konnte allerdings nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Es muß aber berücksichtigt werden, daß das zur Untersuchung geeignete Druckintervall ziemlich beschränkt war, da bei schlechterem Vakuum eine solche Abnahme der durch das Diaphragma tretenden Strahlenmenge eintrat, daß die Messung unmöglich wurde. Dagegen trat eine deutliche Beeinflussung des Reflexionsvermögens von adhärierenden Gasschichten zutage. Wurde nämlich eine Röhre frisch zusammengesetzt, so war die Reflexion und Sekundärstrahlung anfangs schwach und stieg erst zu einem einigermaßen konstanten Wert an, wenn das Vakuum mindestens einige Stunden aufrecht erhalten worden war. Dies deutet darauf hin, daß Gasschichten an der Oberfläche des Reflektors die Resultate wesentlich beeinflussen können.

Die hier beschriebene Erscheinung, daß eine von Kathodenstrahlen getroffene Platte mehr negative Teilchen, als auftreffen, aussendet, ist analog zu der Beobachtung von AUSTIN und STARKE[1]) an schnellen Kathodenstrahlen. Während aber bei letzteren nur bei schiefer Inzidenz eine so starke Sekundärstrahlung auftritt, ist dies bei meinen Versuchen auch bei senkrechter Inzidenz der Fall.

In neuerer Zeit hat LAUB[2]) die Versuche von AUSTIN und STARKE dadurch erklärt, daß durch die Vergrößerung des Einfallwinkels die Absorption der in dem Reflektor entstehenden Sekundärstrahlen geringer wird, da ja bei schiefer Inzidenz die Primärstrahlen in den äußersten Schichten des Metalls absorbiert werden.

Mit dieser Anschauung stehen meine Versuche in bestem Einklang. Die hier benutzten langsamen Kathodenstrahlen werden in der äußersten Schicht der Metalloberfläche absorbiert. Infolge-

---

[1]) AUSTIN und STARKE, Ann. d. Phys. (4) 9, 271, 1902.
[2]) J. LAUB, ebenda (4) 23, 285, 1907.

dessen können die Sekundärstrahlen in beträchtlicher Menge aus dem Metall austreten.

Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung ergab sich bei meinen Versuchen zu etwa 5 Volt. Dies steht in gewissem Widerspruch mit Versuchen bei schnellen Kathodenstrahlen. Hier findet sich eine von der Primärgeschwindigkeit unabhängige Geschwindigkeit von 27 bis 34 Volt[1]).

Nimmt man als Hypothese an, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Sekundärstrahlenteilchen aus der Energie der Metallatome stammt, so müßte man für diese langsamen Sekundärstrahlen entweder eine andere Art des Atomzerfalls annehmen, oder es müßte sich der hier beschriebene Vorgang gar nicht an den Metallatomen selbst, sondern an anderen Atomen abspielen, z. B. an okkludierten Gasteilchen. Gegen letztere Anschauung spricht der Umstand, daß eine Ermüdung der bestrahlten Platte bisher sich nicht nachweisen ließ.

Einfluß des Materials auf die Reflexion und Sekundärstrahlung.

Mit der eben beschriebenen Methode wurden auch andere Materialien, wie das oben als Beispiel angeführte Messing untersucht.

Zunächst konnte festgestellt werden, daß Ruß, wie schon die erwähnten Vorversuche ergeben hatten, außerordentlich geringes Reflexionsvermögen besitzt. Zwischen 5 und 15 Volt Primärgeschwindigkeit war bei einer Rußplatte das Reflexionsvermögen im Mittel $= 0{,}1$, bei 30 Volt 0,2. Es tritt also an Ruß, wenn auch in geringem Maße, sowohl Reflexion wie Sekundärstrahlung auf. Blanke Metalle wie Silber, Platin, Aluminium ergaben, was die Abhängigkeit, den Verlauf des Reflexionsfaktors von der Primärgeschwindigkeit anbelangt, qualitativ dieselben Resultate wie Messing, d. h. es wurde zwischen 9 und 15 Volt eine Abnahme des Reflexionsvermögens konstatiert, während über 15 Volt ein Ansteigen des Reflexionsvermögens stattfand. Quantitativ aber treten Unterschiede bei den verschiedenen Materialien hervor; so

[1]) Chr. Füchtbauer, Ann. d. Phys. (4) 23, 901, 1907.

schwankte das Reflexionsvermögen bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit zwischen 0,5 und 0,8. Auch der durch Sekundärstrahlung bedingte Anstieg war von Fall zu Fall verschieden. Als Maß kann hierfür die Größe der Primärgeschwindigkeit, bei der $R = 1$ wird, dienen. Dies trat z. B. ein bei einer Messingplatte bei 32 Volt, bei Platin bei 28 Volt, bei Aluminium erst bei 49 Volt. Für ausgedehntere Untersuchungen war aber die verwandte Methode unbequem, da für jedes Material die Röhre auseinandergenommen werden mußte.

Es wurden deshalb die weiteren Untersuchungen derart ausgeführt, daß dem Austrittsdiaphragma verschiedene Platten, die auf einer Achse drehbar angebracht waren, gegenübergestellt werden konnten (siehe Fig. 1). Auf diese Weise war es möglich, drei verschiedene Materialien hinsichtlich ihres Reflexionsvermögens unmittelbar hintereinander mit einer Rußplatte zu vergleichen. Die einzelnen Versuche hier anzuführen ist unnötig. Denn es ergab sich im allgemeinen keine eindeutige Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Material allein, dagegen ist die Oberflächenbeschaffenheit von wesentlichem Einfluß. Dies ist auch nicht zu verwundern, da ja bei dem geringen Durchdringungsvermögen der langsamen Kathodenstrahlen, alle beschriebenen Erscheinungen sich unmittelbar an der Oberfläche abspielen müssen.

Den deutlichsten Beweis für diese Anschauung ergab das Verhalten von Platin. Während blankes Platin hohes Reflexionsvermögen gibt und die Sekundärstrahlung schon bei 25 bis 30 Volt Primärgeschwindigkeit die Stärke der auffallenden Strahlung erreicht, verhält sich Platinmohr fast ebenso wie Ruß.

Bei verschiedenen Ruß- oder Platinmohrüberzügen machten sich Unterschiede geltend. Ein tiefschwarzer Überzug ergab immer die kleinsten Reflexionsvermögen. So trat der Fall ein, daß ein weniger guter, grau erscheinender Rußüberzug mehr reflektierte als ein tiefschwarzer Platinmohrüberzug.

Durch verschiedenartige Behandlung wie Abschaben, Abschmirgeln usw. einer Platinoberfläche ließen sich Zwischenstufen zwischen blankem Platin und Platinmohr herstellen. Aluminium, das bekanntlich bei schnellen Kathodenstrahlen durch geringes Reflexionsvermögen sich auszeichnet, ergab abgeschmirgelt Werte,

die unter denen von Messing und Platin lagen. Auch die Sekundärstrahlung trat bei Aluminium erst bei größeren Primärgeschwindigkeiten auf.

Nach dem Vorhergehenden ist es aber möglich, daß dieser Unterschied durch die Eigenschaften der Aluminiumoberflächen, die trotz Abschmirgeln immer ein graues Aussehen zeigen, bedingt ist.

Ob wirklich kleine Unterschiede zwischen verschiedenen Materialien bestehen, ließe sich nur entscheiden, wenn man bei den verschiedenen Materialien gleiche Oberflächenbeschaffenheit erzielen könnte. Dies macht aber schon bei verschiedenen Stücken ein und desselben Materials Schwierigkeiten.

Was die Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit anbelangt, ergibt die zuletzt beschriebene Methode, die auf dem Vergleich mit einer Rußfläche beruht, dieselben Resultate wie die erste Methode.

So wurden in ein und derselben Röhre (Fig. 1) Messungen an zwei blankgeschmirgelten Messingplatten, deren Oberfläche vollkommen gleich behandelt worden war, nach beiden Methoden angestellt. Das Ergebnis ist in folgender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle III.

Primärgeschwindigkeit Volt	Reflexionsvermögen R		
	Erste Methode (Faradayzylinder)	Zweite Methode (Vergleich mit Platinmohr)	
		gemessen (relativ zu Platinmohr)	absolut
8	0,67	0,67	0,70
12	0,58	0,54	0,59
15	0,66	0,65	0,68
25	0,93	0,91	0,93

Die nach der zweiten Methode als absolut angegebenen Werte sind aus den durch Vergleich mit Platinmohr sich ergebenden Werten berechnet, wobei als Reflexionsvermögen von Platinmohr für 8 bis 15 Volt Primärgeschwindigkeit $R = 0{,}1$ und für 25 Volt Geschwindigkeit $R = 0{,}2$ eingesetzt wurde. Letztere Werte wurden nach der Methode 1 für die verwendeten Platinmohrplatten gefunden. Die Übereinstimmung der nach den beiden Methoden erhaltenen Werte ist befriedigend.

Resultate.

In Übereinstimmung mit meinen früheren Untersuchungen wurde bei Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, bei Primärgeschwindigkeiten von 5 Volt an aufwärts eine beträchtliche Reflexion bzw. Sekundärstrahlung an Metallplatten festgestellt. Die Reflexion nimmt mit wachsender Primärgeschwindigkeit ab, die Sekundärstrahlung zu. Die Sekundärstrahlung ist so intensiv, daß schon bei etwa 30 Volt Primärgeschwindigkeit ebensoviele Elektronen die Platte verlassen wie auftreffen. Die Oberflächenbeschaffenheit des Reflektors wirkt wesentlich auf die Erscheinung ein, während ein Einfluß des Materials nicht mit Sicherheit konstatiert werden konnte. Ruß und Platinmohr zeigen Reflexion und Sekundärstrahlung in nur ganz geringem Maße.

Berlin, Physik. Institut der Universität.

Über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur;

von Robert Fürstenau.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Dezember 1908.)

(Vgl. oben S. 933).

I. Die Versuchsanordnung.

Zur Messung der Größe des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase $k = c_p/c_v$ ist in neuerer Zeit eine von KALÄHNE[1]) angegebene „Resonanzmethode" verwendet worden. Ihr Prinzip ist folgendes: Man erzeugt in einem einseitig geschlossenen Rohr durch Interferenz der direkt in dasselbe hineingesandten Schallwellen mit den von der Rückwand reflektierten stehende Wellen, und mißt durch Verschiebung eines Stempels die Länge derselben, indem man die Tonmaxima durch eine seitlich am Versuchsrohr angeordnete Öffnung, an der ein Hörschlauch angebracht ist, beobachtet. Die Schallquelle bildete bei den KALÄHNEschen Messungen ein von einem Saitenunterbrecher auf bestimmter Tonhöhe gehaltenes Telephon, welches vor der Mündung des Versuchsrohres angebracht war.

Bei Messungen in beliebigen Gasen bei hohen Temperaturen stößt man bei Verwendung der beschriebenen Versuchsanordnung auf Schwierigkeiten (KALÄHNE hat seine Messungen in Luft angestellt). Es wurde deshalb bei nachstehend beschriebenen Messungen die Resonanzmethode derart umgestaltet, daß sie zur Messung der Schallgeschwindigkeit in beliebigen Gasen bei hohen Temperaturen brauchbar wurde.

Bei der Wahl der Versuchsanordnung wurde vor allem darauf gesehen, vollkommen gasdicht abgeschlossene Räume für die Erzeugung und Ausmessung der Schallwellen zu verwenden, ferner darauf, durch zweckmäßige Ausgestaltung der Heizvorrichtungen die größtmögliche räumliche und zeitliche Temperaturkonstanz

[1]) M. KALÄHNE, Ann. d. Phys. (4) 11, 225, 1903; 20, 398, 1906.

zu erreichen. Ferner wurde die Notwendigkeit einer Bestimmung der Schwingungszahl dadurch umgangen, daß ähnlich der bekannten KUNDTschen Versuchsanordnung zur Ermittelung der Schallgeschwindigkeit mittels Staubfiguren in zwei Rohren Töne gleicher Schwingungszahl erzeugt wurden. Von diesen beiden Rohren wurde das eine (Kontrollrohr) auf Zimmertemperatur gehalten, während das andere (Meßrohr) bis auf die Temperatur, bei welcher die Schallgeschwindigkeit gemessen werden sollte, erhitzt wurde. Bei Füllung beider Rohre mit demselben Gase gilt dann, wenn t_2 die Temperatur des Meßrohres, t_1 die des Kontrollrohres ist, ferner k_2 und k_1 die Werte für das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei den genannten Temperaturen, λ_2 und λ_1 die dazu gehörigen Wellenlängen sind, und endlich α der Ausdehnungskoeffizient des betreffenden Gases ist, die einfache Beziehung

$$\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{(1 + \alpha t_2)}{(1 + \alpha t_1)}$$

oder

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2 (1 + \alpha t_2)}.$$

In der Gleichung ist die Schwingungszahl n unter Benutzung der Beziehung $V = n . \lambda$ herausgefallen. Ein weiterer Vorteil dieser Vergleichsmethode besteht darin, daß bei gleichen Abmessungen der beiden Rohre die Korrektionen, welche durch die Verzögerungen, die der Schall infolge Wärmeleitung, Reibung des Gases in den Röhren usw. erleidet, herausfällt, unter der Voraussetzung, daß die KIRCHHOFFsche [1]) Konstante γ, in welche die Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit und der inneren Reibung des Gases eingehen, keine Änderung der Temperatur erleidet.

Um für das untersuchte Gas endlich den Wert von k für Zimmertemperatur zu ermitteln, ist es nur nötig, eins der Rohre mit Luft, für welche der Wert von k hinlänglich genau bekannt ist, zu füllen, während das andere mit dem betreffenden Gase gefüllt wird. Ist dann bei der Temperatur t die Wellenlänge in Luft λ_1, in dem betreffenden Gase λ_2, ferner α_2 der Ausdehnungskoeffizient des letzteren, α_1 der für Luft, und sind k_1 und k_2

[1]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134, 177, 1868.

die entsprechenden Werte für das Verhältnis der spezifischen Wärmen, so erhält man k_2 aus der Beziehung:

$$k_2 = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha_1 t) \cdot d_2}{\lambda_1^2 (1 + \alpha_2 t) \cdot d_1} \cdot k_1$$

(d_1 und d_2: Dichte von Luft und dem betreffenden Gas bei 0°). Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, wenn für Luft bei t^0 (z. B. Zimmertemperatur) der Wert von k als bekannt vorausgesetzt wird, mit Hilfe der Vergleichsmethode k zu ermitteln für ein beliebiges Gas bei beliebiger Temperatur.

Der eigentliche Meßraum, d. h. das Rohr, in welchem durch Verschieben des beweglichen Stempels Resonanz erzeugt werden sollte, wurde gebildet durch eine glasierte Porzellanröhre, die gleichzeitig als Mantel für die Heizspiralen diente.

Das Porzellanrohr befand sich in einem etwa 7 cm weiten Glasmantel, dessen Boden aus einer Messingscheibe, auf welche ein Stück Rohr aus dem gleichen Metall aufgesetzt war, bestand.

Der Boden des Meßrohres enthielt eine Reihe von Bohrungen für Zu- und Ableitung der Gase, Einleiten der Schallwellen usw. Ferner war in ihn ein Messingrohr eingeschraubt, welches als Führung für den verschiebbaren Stempel diente. Der Stempel selbst bestand aus einem Porzellanrohr, welches an seinem oberen Ende eine durchbohrte Porzellanscheibe trug.

Die Beobachtung des Schalles geschah durch den Stempel hindurch, wodurch natürlich die Anbringung eines seitlichen Rohransatzes, wie es von KALÄHNE ausgeführt war, überflüssig wurde. Die Deutlichkeit dieser Beobachtungsweise war außerordentlich groß und übertraf, wie bei Vorversuchen ermittelt wurde, die, welche bei Anbringung eines seitlichen Rohransatzes erreicht wurde, nicht unbeträchtlich.

Abgesehen von den geringen Änderungen, die sich aus der Verwendung des Kontrollrohres für die Vergleichsmessungen bei Zimmertemperatur ergaben, war dasselbe in genau derselben Weise und in denselben Abmessungen ausgeführt wie das Meßrohr.

Um eine recht große Temperaturkonstanz zu erzielen, war auch das Umhüllungsrohr des Meßrohres als elektrischer Ofen ausgebildet.

Die durch diese Art der Heizung erreichte Konstanz war eine recht gute, besonders bei Füllung des Rohres mit schwefliger Säure und mit Chloräthyl, da in diesen wegen ihrer großen Dichte nur relativ kleine Wellenlängen auszumessen waren, so daß Temperaturkonstanz überhaupt nur auf eine Strecke von 15 bis 20 cm erforderlich war. Bei den genannten beiden Gasen bestand in den ungünstigsten Fällen bei den höchsten Temperaturen (etwa 500°) im Rohr eine maximale Temperaturdifferenz von 4 bis 5°, die jedoch durch wiederholtes Hin- und Herschieben des Stempels ausgeglichen werden konnte. Bis zu 300° konnte jedoch häufig von vornherein vollkommene Temperaturkonstanz längs der ganzen für die Messungen in Betracht kommenden Strecke des Rohres erzielt werden.

Nicht ganz so günstig lagen die Verhältnisse in Kohlensäure und vor allem in Luft. Es betrug jedoch die größte beobachtete Temperaturdifferenz bei 500° in Luft kaum 10°, und auch diese ließ sich auf die angegebene Weise durch Verschiebung des Stempels fast ganz beheben.

Die Messung der Temperatur geschah mit Hilfe eines von Siemens u. Halske bezogenen Thermoelementes aus Silber-Konstantan.

Zur Erregung der beiden erwähnten Telephone wurde ein Saitenunterbrecher benutzt.

Die Schwingungszahl der Saite ließ sich in ziemlich weiten Grenzen regulieren. Es zeigte sich bald, daß eine bestimmte Wellenlänge die günstigsten Resultate in bezug auf Lautstärke bei der Beobachtung ergab. Durch Spannen und Entspannen der Saite ließ sich vor Beginn der Messungen meist eine „günstige Wellenlänge“ im Meßrohr herstellen, wodurch es ermöglicht wurde, auch bei hohen Temperaturen, bei denen die geringe Dichte der Gase eine Abschwächung der Tonstärke hervorruft, außerordentlich scharfe und deutliche Maxima zu erhalten. Der Einfluß der Wellenlänge auf die Schallstärke war so beträchtlich, daß sogar Schwingungszahlen des Saitenunterbrechers festgestellt werden konnten, bei denen eine Beobachtung wegen der geringen Schallintensität so gut wie unmöglich wurde. Wahrscheinlich hängt das Phänomen mit Resonanzerscheinungen im Umhüllungsrohr zusammen.

Die zur Messung benutzte Luft wurde mittels einer Wasserstrahlpumpe durch Kontrollrohr und Meßrohr hindurch gesaugt, nachdem sie eine Reihe von Waschflaschen mit konzentrierter Schwefelsäure und solche mit Kalilauge passiert hatte.

Die Kohlensäure wurde hergestellt durch Einwirkung von Salzsäure auf Marmor. Um einen lang anhaltenden Gasstrom von der nötigen Stärke erzeugen zu können, wurde anstatt eines KIPPschen Apparates ein 50 cm hohes Standgefäß benutzt, in welches von oben her ein Glaszylinder hineinragte, der an seinem unteren Ende eine enge Öffnung besaß. Das Standgefäß wurde mit Salzsäure, der innere Zylinder mit Marmorstücken angefüllt. Der Kohlensäurestrom passierte drei Waschflaschen, die mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt waren, und zwei mit Natriumkarbonat beschickte Glasröhren.

Die schweflige Säure wurde erhalten durch Auftropfen von verdünnter Schwefelsäure auf Natriumbisulfitlauge. Getrocknet wurde das Gas durch Überleiten über konzentrierte Schwefelsäure. Durch die Eigenschaft der schwefligen Säure, die Schleimhäute der Nase und der Luftwege außerordentlich stark zu reizen, war eine scharfe Kontrolle dafür gegeben, ob die an den Rohren befindlichen Abdichtungen usw. wirklich genügten. Es zeigte sich, daß auch bei den höchsten Temperaturen aus den Rohren kein Gas austrat.

Das Äthylchlorid, welches bis zu etwa 300° untersucht wurde, da oberhalb dieser Temperatur eine Zersetzung zu befürchten war, wurde in zugeschmolzenen Glaskolben von je 100 g Inhalt von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Eine Reinigung des Gases war unnötig; wie sich nach Verbrauch des Inhaltes zeigte, blieb in den Glasgefäßen kein Rückstand, ein Zeichen für die hohe Reinheit der Substanz.

II. Die Messungen.

Zur Prüfung der Genauigkeit der Methode wurde eine Reihe von Vorversuchen in der Weise angestellt, daß sowohl Meßrohr als auch Kontrollrohr mit trockener, kohlensäurefreier Luft von Zimmertemperatur angefüllt und in beiden Rohren die halbe Wellenlänge gemessen wurde. Die Resultate dieser Messungen ergaben eine Übereinstimmung bis auf 0,08 mm zwischen den beiden

halben Wellenlängen, eine Übereinstimmung, wie sie bei ein Ablesungsmöglichkeit von 0,1 mm recht befriedigend genau werden kann.

Bei höheren Temperaturen wurden natürlich die Abweichung der einzelnen Beobachtungen untereinander größer, jedoch kam Abweichungen von 2 mm nur sehr selten vor; sie hielten si gewöhnlich in den Grenzen von etwa ± 1 mm.

Messungen in Luft.

Den Messungen in Luft wurde der von STEVENS ermittel und von BUCKENDAHL ebenfalls benutzte Wert für das Verhält der spezifischen Wärmen $k = 1{,}4006$ zugrunde gelegt. D Wert von k für die Beobachtungstemperaturen wurde aus d schon erwähnten Gleichung (s. S. 969)

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{\lambda_2^2(1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2(1 + \alpha t_2)}$$

berechnet, wo $\alpha = 0{,}003\,667$ gesetzt ist.

Beobachtet wurde im ganzen bei sechs verschiedenen Temp raturen, deren höchste 527,2° betrug. In der folgenden Tabelle sind die im Meßrohr und Kontrollrohr beobachteten halb Wellenlängen nebeneinander gestellt und in der dritten Spal der Tabelle der aus ihrem Verhältnis berechnete Wert der Grö $\frac{k_2}{k_1}$ angegeben.

Tabelle 1.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1
191,5	194,16	153,53	0,9906
197,9	195,71	153,98	0,9990
299,0	229,66	163,93	0,9987
362,6	222,02	150,29	0,9989
393,8	245,25	162,18	0,9978
527,2	254,76	153,70	0,9985

Bis zu 527,2° findet demnach eine Abnahme von k um et 0,2 Proz. statt. KALÄHNE hat bei seinen Messungen zwischen und 700° eine Abnahme von k um 0,4 Proz. erhalten.

Gewisse Korrektionen, die sich aus der Abhängigkeit der oben erwähnten Größe γ von der Temperatur und der thermischen Ausdehnung des Stempelschaftes im Meßrohr ergaben, und die an anderer Stelle ausführlich behandelt werden sollen, würden aus der geringen Abnahme von k freilich eine minimale Zunahme machen. Bei der Unsicherheit dieser Korrektionen kann man jedoch k bis auf 1 Proz. als unveränderlich mit der Temperatur zwischen 0° und 500° ansehen.

Messungen in Kohlensäure.

Für Kohlensäure wurde zunächst auf die oben beschriebene Weise der Wert von k für Zimmertemperatur ermittelt. Als Mittelwert der Beobachtungen bei 13,5° bis 16,5° wurde erhalten:

$$k = 1{,}3008.$$

Die Messungen anderer Beobachter haben folgende Daten ergeben:

Beobachter	k	Beobachter	k
Dulong	1,336	Lummer u. Pringsheim .	1,2961
Masson	1,287	Maneuvrier	1,298
Regnault	1,368	Cazin	1,291
Wüllner	1,311	Röntgen	1,3052
Low	1,2911	Buckendahl	1,2990

Zur Berechnung dieses, wie auch aller übrigen k-Werte für Kohlensäure, ist die Größe des Ausdehnungskoeffizienten der in Winkelmanns Handbuch [1]) gegebenen Tabelle nach Messungen von Amagat entnommen. Da jedoch aus den zitierten früheren Arbeiten über die Abnahme von k mit der Temperatur in Kohlensäure es nicht mit Gewißheit hervorgeht, daß die Abweichungen dieses Gases von den Gasgesetzen berücksichtigt worden sind, so habe ich aus jeder Messung k sowohl unter Berücksichtigung dieser Abweichungen, als auch unter der Annahme berechnet, daß die Kohlensäure sich wie ein ideales Gas verhält ($\alpha = 0{,}003\,667$). Unter letzterer Voraussetzung erhält man als Mittelwert für k bei 13,5° bis 16,5°:

$$k = 1{,}3014.$$

[1]) Winkelmanns Handbuch der Physik 3, 127, 1906.

von k derartig
ähnten Tabelle
ervalle benutzt
egenden Beob-
AMAGATschen
)°, bei welcher
nend mit dem
Temperaturen
$t = 0{,}003682$

die verschie-

(k_2/k_1)

0,9981
0,9950
0,9910
0,9828
0,9648

Werte von
wie oben
palte an-
gung der
ınd. Aus
ezifischen
ınd etwa
len Mes-
ır findet
,7 Proz.,
nd 100°

ıng des
ebenen

Temperaturen berechnet worden; neben ihnen stehen wiederum die sich für k unter der Voraussetzung ergebenden Werte, daß die Kohlensäure sich wie ein ideales Gas verhält. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich eine Abnahme von k zwischen 0° und 500° um nur etwa 3,5 Proz.

Tabelle 3.

Temperatur	k	(k)	Temperatur	k	(k)
13,5—16,5	1,3008	1,3014	284,5	1,2842	1,2897
149,7	1,2946	1,2989	393,2	1,2736	1,2790
190,2	1,2900	1,2949	484,5	1,2506	1,2556

Messungen in schwefliger Säure.

Die Werte für den Ausdehnungskoeffizienten der schwefligen Säure bei den Meßtemperaturen wurden ebenfalls einer an der gleichen Stelle, wie die oben erwähnte Tabelle für CO_2, enthaltenen Tabelle von AMAGAT entnommen; oberhalb 250° wurde Konstanz von α angenommen ($\alpha = 0{,}003685$).

Tabelle 4.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1	(k_2/k_1)
143,0	138,43	113,80	0,9888	1,0159
234,7	172,30	128,92	0,9772	1,0133
313,4	146,16	101,82	0,9729	1,0120
325,4	166,85	115,23	0,9697	0,9930
394,7	179,99	118,13	0,9593	0,9950
489,5	182,16	112,82	0,9520	0,9785

Zunächst wurde wiederum das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei Zimmertemperatur durch vergleichende Messungen in schwefliger Säure (Meßrohr) und trockener, kohlensäurefreier Luft (Kontrollrohr) ermittelt. Als Mittelwert aller einzelnen Beobachtungsreihen ergab sich bei einer Temperatur von 12 bis 13°:

$$k = 1{,}2742.$$

Die Messungen von CAZIN haben $k = 1{,}262$, die von MÜLLER $k = 1{,}256$ ergeben; der von mir ermittelte Wert ist also größer

als diese beiden. Die übrigen Messungen wurden bei sechs Temperaturen vorgenommen, deren niedrigste 143° und deren höchste 489,5° betrug. Es wurden dabei im Meßrohr und Kontrollrohr die folgenden, in Tabelle 4 zusammengestellten halben Wellenlängen gemessen; in der vierten Spalte der Tabelle sind wiederum die sich aus dem Verhältnis der halben Wellenlängen ergebende Werte für k_2/k_1 angeführt, während in letzter Spalte die Werte von k_2/k_1 unter der Annahme berechnet sind, daß sich SO_2 wie ein ideales Gas verhält.

Unter Zugrundelegung des Wertes $k_1 = 1{,}2742$ erhält man für die Veränderlichkeit von k mit der Temperatur folgende Übersicht:

Tabelle 5.

Temperatur	k	(k^1)	Temperatur	k	(k^1)
12—13	1,2742	1,2811	325,4	1,2356	1,2722
143,0	1,2599	1,3015	394,7	1,2223	1,2753
234,7	1,2452	1,2981	489,5	1,2130	1,2535
313,4	1,2397	1,2965			

Es nimmt also k zwischen 0° und 500° etwa ab um 4,8 Proz.

Messungen in Äthylchlorid (C_2H_5Cl).

Die Auswertungen der für das Äthylchlorid gewonnenen Beobachtungsreihen bereiten etwas größere Schwierigkeiten als bei den bisher behandelten Gasen. Für das Äthylchlorid ist nämlich bisher der Ausdehnungskoeffizient noch nicht gemessen worden. Es mußte deshalb zur Berechnung der Dichte bei der jeweiligen Beobachtungstemperatur das immerhin umständliche Verfahren der Berechnung aus der VAN DER WAALSschen Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R.T$$

herangezogen werden.

---

[1]) (k) ist wiederum unter der Annahme berechnet, daß SO_2 den Gasgesetzen folgt. Wie man sieht, steigt unter dieser Annahme k zuerst, um dann nach Überschreitung eines Höchstwertes zu fallen.

*

Die beiden Konstanten a und b sind aus Beobachtungen der kritischen Größen von VINCENT und CHAPPUIS [1]) hergeleitet worden; die beiden Autoren fanden

$$a = 0{,}02174$$

und

$$b = 0{,}003862.$$

Das Molekulargewicht des Äthylchlorids beträgt 64,49.

Führt man in der Zustandsgleichung für T die verwendeten Meßtemperaturen ein, so findet man folgende Werte des Quotienten v_1/v_0 (v_1 = Volumen bei der Meßtemperatur, v_0 = Volumen bei 0°):

Tabelle 6.

Temperatur	v_1/v_0	Temperatur	v_1/v_0
15,4	1,0314	206,0	1,8504
117,3	1,41019	280,6	2,0132

Bei der Temperatur von 15,4° wurde als Mittelwert für k aus den vergleichenden Messungen in Äthylchlorid (Messrohr) und trockener, kohlensäurefreier Luft (Kontrollrohr) ermittelt:

$$k = 1{,}1542.$$

Von CAPSTICK ist $k = 1{,}187$, von MÜLLER $k = 1{,}127$ ermittelt worden, so daß vorliegender Wert in der Mitte zwischen diesen beiden liegt.

Bei den drei übrigen Temperaturen wurden im Meßrohr und Kontrollrohr folgende, in Tabelle 7 zusammengestellten halben Wellenlängen gemessen, aus denen sich für das Verhältnis k_2/k_1 die in der vierten Spalte der Tabelle angeführten Zahlen ergeben. Die eingeklammerten Werte in Tabelle 7 und 8 sind wie oben unter der Voraussetzung berechnet, daß das Äthylchlorid den Gasgesetzen folge.

Tabelle 7.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1	(k_2/k_1)
117,3	149,86	128,59	0,9933	1,0036
206,0	160,73	121,16	0,9809	1,0596
280,6	173,22	126,13	0,9663	0,9826

[1]) VINCENT und CHAPPUIS, Journal de Physique 5, 58, 1886.

Benutzt man zur Berechnung von k_2 den Wert $k_1 = 1{,}15$ so erhält man folgende Zusammenstellung:

Tabelle 8.

Temperatur	k	(k)
15,4	1,1542	1,1504
117,3	1,1465	1,1545
206,0	1,1321	1,2190
280,6	1,1153	1,1304

Es nimmt also das Verhältnis der spezifischen Wärmen c Äthylchlorids seinem Werte nach zwischen etwa 0° und 300° um etwa 3,4 Proz.

Herrn Prof. Dr. KÖNIG spreche ich auch an dieser Stelle f das für die vorliegende Arbeit erwiesene Interesse meinen e gebenen Dank aus.

Gießen, im März 1908, Physik. Institut der Universität.

Zur Deutung der Versuche des Herrn M. Cantor;

von Edgar Meyer.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dezember 1908.)
(Eingegangen am 10. Dezember 1908.)
(Vgl. oben S. 945.)

Kürzlich hat Herr M. CANTOR [1]) eine neue Wirkung des elektrischen Stromes beschrieben, und die interessanten Versuche auch auf der Naturforscherversammlung in Cöln demonstriert. Es handelt sich um folgendes:

Schickt man durch eine sehr dünne Metallschicht (Au, Ag, Pt), die an einer Stelle einen scharfen Knick besitzt, einen elektrischen Strom, so wird ein elektrisch geladener Körper, den man in 2 bis 3 mm Abstand der scharfen Kante gegenüberstellt, entladen.

Herr CANTOR erklärt den Vorgang folgendermaßen. Auf Grund der Vorstellung, daß die elektrische Strömung in metallischen Leitern mit der Translation träger Teile verbunden sei, ist zu erwarten, daß die Teile an solchen Stellen vermöge ihrer Trägheit das leitende Metall verlassen, an denen die Stromfäden eine plötzliche Richtungsänderung erfahren.

Gegen diese Erklärung sprechen meiner Ansicht nach die Vorstellungen, die man sich bisher in der Elektronentheorie der Metalle gemacht hat. Die Teilchen, die nach der CANTORschen Auffassung aus den Metallen heraustreten sollen, könnten nur die Elektrizitätsträger sein, da diesen allein durch die elektrische Kraft im Metall eine Richtungsbevorzugung erteilt wird. Der Geschwindigkeitszuwachs aber, den diese Träger während ihrer freien Weglänge durch die elektrische Kraft erhalten, ist klein gegenüber der Geschwindigkeit, die sie vermöge ihres Temperaturgleichgewichtes mit dem Metall besitzen. Wäre dieses nicht der Fall, so würde das OHMsche Gesetz nicht gelten [2]).

[1]) M. CANTOR, Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes. Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 726, 1908; Phys. ZS. 9, 887, 1908.

[2]) Vgl. z. B. J. J. THOMSON, Die Korpuskulartheorie der Materie, S. 52. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1908.

Es ist nun nicht gut anzunehmen, daß dieser geringe Geschwindigkeitszuwachs die Teilchen befähigt, das Metall verlassen zu können, man müßte fordern, daß auch ohne Stromdurchgang durch die Metalle elektrisch geladene Teilchen ausgesandt würden, was aber nicht beobachtet ist.

Folgende Versuche aber führen zu einer anderen Deutung der neuen Erscheinung.

1. Die Versuche wurden analog den CANTORschen ausgeführt und zwar mit Glas-, Glimmer- und amorphen Quarzplättchen, die mit einer dünnen Schicht eingebrannten Platins überzogen waren. Es zeigte sich nun, daß der Hauptwiderstand der Metallschichten gerade an der scharfen Kante liegt, woraus mit großer Wahrscheinlichkeit hervorzugehen scheint, daß dort die Metallschichten nicht vollständig zusammenhängend sind. Ein in den Stromkreis (verwendet wurde eine Batterie von 60 Volt) eingeschaltetes Telephon gab immer dann ein andauerndes Geräusch wenn Entladung des Elektroskops eintrat. Schwieg das Telephon beim Stromdurchgang, so wurde auch das Elektroskop nicht entladen. Diesen letzteren Zustand kann man erreichen, wenn man die Kante vorsichtig frisch platiniert, und dadurch einen vollständig zusammenhängenden Metallüberzug erzeugt.

2. Im Dunkeln sieht man bei ausgeruhtem Auge an der Kante eine leuchtende Entladung, und zwar auch nur immer in dem Falle, wenn das Telephon tönt. Unter dem Mikroskop beobachtet man teils hin und her huschende Fünkchen, teils ruhig an einer Stelle verharrende Lichtpunkte.

3. Die entladende Wirkung wird aufgehalten, wenn vor die Kante eine 0,002 mm dicke Al-Folie oder eine 1 mm dicke Quarzplatte gesetzt wird. Die von Herrn CANTOR beschriebene photographische Wirkung der Kante ist aber auch durch die Quarzplatte hindurch zu erhalten.

4. Ein scharfer Knick der Metallschicht ist nicht notwendig. Man kann die Erscheinung auch so erhalten, daß man in der Mitte einer auf einer ebenen Glasplatte befindlichen Platinschicht einen feinen Riß macht, also hier dieselben Bedingungen herstellt, wie sie bei den Versuchen von CANTOR an der scharfen Kante vorhanden sind. Es ist leicht zu erreichen, daß der Kontakt noch genügend ist, um dem Strom den Durchgang zu gestatten.

Vertikal über diesem Riß und parallel mit ihm bringt man in 2 bis 3 mm Entfernung den mit dem geladenen Elektroskop verbundenen Draht an. Auch in diesem Falle tritt Entladung des Elektroskops ein, gleichzeitig tönt das Telephon, und im Dunkeln sind an dem Risse Fünkchen zu beobachten.

5. Es gelingt manchmal durch einen in der Nähe überspringenden Funken eines Induktoriums die Erscheinung zu unterdrücken. Sie tritt wieder auf nach starkem Klopfen auf die Schicht. Hierbei sei bemerkt, daß auch eine entladende Wirkung in der Nähe folgender Vorrichtung zu beobachten war. Zwei Elektroden wurden durch lose aufgeschichtete Kohlekörnchen (aus einem Mikrophon von MIX und GENEST) verbunden. Auch hier trat Entladung dann ein, wenn das Telephon tönte.

Aus diesen Versuchen scheint mir hervorzugehen, daß man die CANTORsche Erscheinung auch durch eine Ionisation der Luft erklären kann, die durch die leuchtende Entladung an der scharfen Kante hervorgerufen wird.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1908 verlor die Gesellschaft durch den Tod:
Dr. U. Behn, Dr. Johannes Friedel, Dr. Erich Ladenburg, Dr. James Moser, Prof. Dr. A. Paalzow, Oberlehrer Dr. O. Pund, Prof. Dr. Walter Wolff, Prof. Dr. A. Wüllner.

Am Ende des Jahres 1908 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr E. Altenkirch, Fredersdorf.
2. „ Dr. M. Altschul*), W. 15, Fasanenstraße 51.
3. „ Dr. R. Apt, NW. 52, Lüneburgerstraße 25.
4. „ F. S. Archenhold, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
5. „ cand. phil. Max Arndt, S. 59, Dieffenbachstraße 14.
6. „ Prof. Dr. H. Aron, W. 15, Kaiserallee 219/220.
7. „ Dr. L. Arons, NW. 23, Brückenallee 3.
8. „ Prof. Dr. E. Aschkinass, Wilmersdorf, Xantenerstraße 7.
9. „ Dr. Otto v. Baeyer, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
10. „ Dr. Karl Bangert, W. 9, Königgrätzerstraße 20.
11. „ Dr. H. Barkhausen, Charlottenburg 5, Spandauerstraße 17.
12. „ Ingenieur Heinz Bauer, W. 10, Lützow-Ufer 2.
13. „ Dr. W. Bein, W. 15, Emserstraße 25.
14. „ Dr. G. Benischke, Groß-Lichterfelde W. 3, Holbeinstraße 25.
15. „ Prof. A. Berberich, SW. 68, Lindenstraße 91.
16. „ Dr. A. Berliner, W. 35, Lützowstraße 63.
17. „ W. Biegon v. Czudnochowski, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 17.
18. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg 4, Schillerstraße 22.
19. „ Oberlehrer A. Blümel, SO. 16, Melchiorstraße 22.
20. „ H. Boas, O. 27, Krautstraße 52.
21. „ Dr. Günther Bode, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
22. „ Prof. Dr. R. Börnstein, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.
23. „ Prof. Dr. H. Böttger, Grunewald, Trabenerstraße 21.
24. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW. 40, Herwarthstraße 4.
25. „ A. du Bois-Reymond, SW. 13, Alexandrinenstraße 137.

---

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

26. Herr Dr. E. Bollé, Charlottenburg 1, Cauerstraße 7.
27. „ Dr. F. Bremer, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
28. „ Stabsarzt a. D. Dr. Georg Brinkmann, Wilmersdorf, Pfalzburgerstraße 53.
29. „ Reg.-Rat Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
30. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Hubertusallee 15.
31. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 54.
32. „ Dr. Harry Bürger, Charlottenburg 1, Nonnendamm, Wernerwerk.
33. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
34. „ Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 43.
35. „ Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87.
36. „ Dr. Otto Curio, N. 24, Friedrichstraße 134.
37. „ cand. phil. Leo Diesener, S. 59, Am Urban.
38. „ Prof. Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg 2, Werner Siemensstr. 8/12.
39. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Charlottenburg 1, Kaiser-Friedrichstraße 5.
40. „ Prof. Dr. B. Donath, Charlottenburg 4, Stuttgarterplatz 16.
41. „ Dr. A. Ebeling, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 3.
42. „ Dipl.-Ing. Kurt Eisenmann, N. 4, Chausseestraße 3.
43. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 15.
44. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
45. „ Dr. A. Eucken, NW. 7, Bunsenstraße 1.
46. „ Prof. Dr. C. Färber, S. 53, Wilmsstraße 13.
47. „ Dr. Heinrich Fassbender, Charlottenburg 4, Kantstraße 96.
48. „ Dr. W. Felgentraeger, Charlottenburg 2, Werner Siemensstr. 27/28.
49. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80a.
50. „ Dr. R. Feustel, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
51. „ Dr. C. Fischer, NW. 21, Pritzwalkerstraße 3.
52. „ Ingenieur Florey, Tegel, Brunowstraße 31.
53. „ Gustav Förster, Potsdam, Geodät. Institut.
54. „ Dr. K. Forch, Groß-Lichterfelde 3, Manteuffelstraße 5a.
55. „ Dr. James Franck, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
56. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, SW. 29, Gneisenaustraße 30.
57. „ Dr. A. Franke, Grunewald, Brahmsstraße 15.
58. „ Dr. F. Frankenhäuser, Waidmannslust.
59. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Breitestraße 16.
60. „ Dr. G. A. Freund, NW. 7, Unter den Linden 69.
61. „ Dr. Hermann Fricke, Westend, Nußbaumallee 23.
62. Frl. Louise Friedburg, Wilmersdorf, Motzstraße 37.
63. Herr Dr. O. Frölich, W. 15, Fasanenstraße 48.
64. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
65. „ Dr. Robert Fürstenau, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 18/19.
66. „ Dr. Georg Gehlhoff, Friedenau, Cranachstraße 20.
67. „ Dr. E. Gehrcke, SW. 47, Hornstraße 13.
68. „ Aug. Gehrts, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 98.
69. „ Dr. H. Gerstmann, W. 15, Meierottostraße 4.
70. „ Dr. Bruno Glatzel, SW. 29, Gneisenaustraße 4.
71. „ Reg.-Rat Dr. A. Gleichen, S. 59, Freiligrathstraße 13.
72. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.

73. Herr Dr. A. Gradenwitz, W. 50, Regensburgerstraße 3.
74. „ Oberlehrer Willy Greinert, NO. 55, Prenzlauerallee 48.
75. „ Dr. Fr. Grünbaum, Charlottenburg 1, Cauerstraße 35.
76. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
77. „ Prof. Dr. L. Grunmach, Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
78. „ Prof. Dr. R. Güntsche, W. 30, Hohenstaufenstraße 7.
79. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 71.
80. „ W. Haensch, S. 53, Urbanstraße 185.
81. „ Prof. Dr. E. Haentzschel, W. 30, Gleditschstraße 43.
82. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7
83. „ Prof. H. Hahn, Grunewald, Dachsberg 13.
84. „ Werner Haken, W. 15, Uhlandstraße 183.
85. „ F. Handke, N. 37, Lottumstraße 12.
86. „ Dr. O. Hauser, Friedenau, Taunusstraße 29.
87. „ Dr. W. Hechler, S. 42, Prinzenstraße 101.
88. „ Carl Heiderich, Charlottenburg 2, Grolmannstraße 64.
89. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Goethepark 13.
90. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 10, Margarethenstraße 2/3.
91. „ Dr. Fr. Henning, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
92. „ stud. phil. G. Hertz, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 63.
93. „ Dr. W. Heuse, Friedenau, Stubenrauchstraße 11.
94. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 30, Zietenstraße 3.
95. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Wangenheimstraße 29.
96. „ Dr. Christ. von Hofe, Wilmersdorf, Hildegardstraße 24.
97. „ Prof. Dr. vom Hofe, Gr.-Lichterfelde, Ringstraße 104.
98. „ Prof. Dr. J. H. van 't Hoff, W. 15, Lietzenburgerstraße 54.
99. „ Dr. Fr. Hoffmann, W. 62, Nettelbeckstraße 21.
100. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 15.
101. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
102. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
103. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 60.
104. „ cand. phil. Erich Hupka, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 42.
105. „ Dr. Erich F. Huth, W. 30, Landshuterstraße 9.
106. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Lauterstraße 38.
107. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Pariserstraße 36.
108. „ Dr. Ludwig Janicki, Charlottenburg 1, Tegelerweg 4.
109. „ Oberlehrer P. Johannesson, N. 58, Schönhauserallee 134.
110. „ Dr. Hans Jordan, Wilmersdorf, Hildegardstraße 17.
111. „ Geh. Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
112. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
113. „ Dr. Franz Kiebitz, W. 9, Königgrätzerstraße 20.
114. „ Dr. Willy Kiesewetter, Tempelhof, Albrechtstraße.
115. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
116. „ O. Kiewel, W. 56, Schinkelplatz 6.
117. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 40.
118. „ Dr. A. Koepsel, Charlottenburg 1, Lützowerstraße 6.
119. „ Prof. Dr. F. Kötter, Charlottenburg 5, Oranienstraße 16.
120. „ Dr. Fritz Kohlrausch, Charlottenburg 4, Waitzstraße 6.

121. Herr Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesische Straße 18.
122. „ Prof. Dr. G. Krech, W. 50, Ansbacherstraße 44/45.
123. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW. 52, Spenerstraße 34.
124. „ Dr. H. Kreusler, Wilmersdorf, Ringbahnstraße 20.
125. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
126. „ Oberlehrer Dr. P. Krüss, W. 64, Wilhelmstraße 68.
127. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W. 15, Meinekestraße 5.
128. „ Dr. Ayao Kuwaki, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 44.
129. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
130. „ Prof. Dr. H. Landolt, W. 15, Kaiserallee 222.
131. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 2, Schillerstraße 119.
132. „ Dr. W. Lanzrath, Charlottenburg 2, Leibnizstraße 104.
133. „ Dr. Max Laue, W. 15, Pariserstraße 47.
134. „ Dr. E. Lehmann, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
135. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde 3, Roonstraße 22.
136. „ Dr. G. Leithäuser, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
137. „ Ingenieur Otto Leppin, SO. 16, Engelufer 17.
138. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
139. „ Dr. A. Lessing, W. 35, Potsdamerstraße 121 h.
140. „ Dr. L. Levy, W. 35, Steglitzerstraße 85.
141. „ Oberlehrer L. Lewent, W. 30, Motzstraße 87.
142. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, Charlottenburg 4, Kantstraße 31.
143. „ Erik Liebreich, W. 15, Meinekestraße 22.
144. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 61.
145. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Lohmeyerstraße 9.
146. „ Dr. Walter Lissauer, Charlottenburg 4, Wielandstraße 18.
147. „ C. Lorenz, Aktiengesellschaft, SO. 26, Elisabethufer 5/6.
148. „ Dr. K. Luyken, Halensee, Ringbahnstraße 121.
149. „ Dr. Karl Markau, Grunewald, Margarethenstraße 1.
150. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 23, Claudiusstraße 4.
151. „ Dr. O. Martienssen, W. 50, Würzburgerstraße 21.
152. „ Dr. W. Meissner, W. 15, Joachimsthalerstraße 36.
153. Frl. Dr. Lise Meitner, Charlottenburg 2, Kantstraße 19.
154. Herr Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
155. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
156. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 78.
157. „ stud. phil. Ulfilas Meyer, Friedenau, Hauptstraße 83.
158. „ Prof. Dr. Michaelis, W. 57, Kurfürstenstraße 14.
159. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1 b.
160. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W. 9, Leipzigerplatz 14.
161. „ Prof. Dr. Miethe, Charlottenburg 4, Kantstraße 42.
162. „ Dr. H. G. Möller, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
163. „ Dr. Carl Müller, NW. 52, Alt-Moabit 14.
164. „ Prof. Dr. H. Munk, W. 10, Matthäikirchstraße 4.
165. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
166. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
167. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26a.
168. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 8/12.

169. Herr Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
170. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 198.
171. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
172. „ Dr. Robert Pohl, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
173. „ Prof. Dr. F. Poske, Friedenau, Fregestraße 71.
174. „ Dr. P. Pringsheim, W. 64, Wilhelmstraße 67.
175. „ Dr. Walther Radeboldt, Wilmersdorf, Nassauische Straße 1.
176. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
177. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Halensee, Joachim-Friedrichstraße.
178. „ Dr. Erich Regener, Wilmersdorf, Schrammstraße 4.
179. „ Fritz Reiche, W. 10, Bendlerstraße 35.
180. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 38.
181. „ Dr. O. Reichenheim, W. 15, Kurfürstendamm 26 a.
182. „ Bodo Frhr. v. Reitzenstein, W. 50, Augsburgerstraße 51.
183. „ Dr. L. Rellstab, Südende, Bahnstraße 8.
184. „ Prof. Dr. E. Richter, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 90.
185. „ Dr. ing. W. Rogowski, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 8 12
186. „ Dr. H. Rohrbeck, Halensee, Auguste Viktoriastraße 1.
187. „ Bergrat von Rosenberg-Lipinsky, Wilmersdorf, Prager Platz 3.
188. „ K. Rottgardt, Charlottenburg 2, Herderstraße 11.
189. „ Prof. Dr. H. Rubens, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
190. „ Rechtsanwalt Leo Schachtel, SW. 68, Wilhelmstraße 100.
191. „ Prof. Dr. G. Schafheitlin, W. 15, Schaperstraße 17.
192. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
193. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg 2, Schillerstraße 115.
194. „ Dr. H. Schering, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 4.
195. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W. 15, Kurfürstendamm 58.
196. „ cand. phil. Hans Schmidt, Steglitz, Rothenburgstraße 25.
197. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Pankow, Cavalierstraße 9.
198. „ Dr. O. Schönrock, NW. 87, Jagowstraße 10.
199. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
200. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg 1, Luisenplatz 3.
201. „ Dr. W. Schuler, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 46.
202. „ Dr. H. Schultze, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
203. „ Dr. G. Schwalbe, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 13.
204. „ Dr. Bruno Seegert, NO. 18, Große Frankfurterstraße 71.
205. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
206. „ Dr. Georg Seibt, Schöneberg, Berchtesgadenerstraße 15.
207. „ Prof. Dr. G. Sieben, Groß-Lichterfelde 3, Sternstraße 9.
208. „ Prof. Dr. A. Siebert, Groß-Lichterfelde 3, Bellevuestraße 30.
209. „ Geh. Reg.-Rat Wilh. v. Siemens, SW. 11, Askanischer Platz 3.
210. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W. 62, Landgrafenstraße 7.
211. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg 2, Sophienstraße 4.
212. „ Theodor Sonnenschein, NW. 21, Lübeckerstraße 18.
213. „ stud. phys. Fritz Spahr, NW. 52, Werftstraße 4.
214. „ Dr. W. Starck, Friedenau, Südwest-Corso 6.
215. „ Dr. Paul Steiner, W. 8, Kanonierstraße 17/20.
216. „ Dr. H. v. Steinwehr, Friedenau, Kaiserallee 83.

217. Herr Prof. Dr. K. Strecker, W. 62, Burggrafenstraße 15.
218. „ Prof. Dr. R. Süring, Wilmersdorf, Nassauische Straße 3.
219. „ Prof. Dr. P. Szymanski, SW. 29, Gneisenaustraße 9.
220. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
221. „ Dr. Erich Tiede, SW. 29, Belle-Alliancestraße 37.
222. „ Eddy Tieffenbach, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 66.
223. „ Prof. Dr. I. Traube, Charlottenburg 1, Am Lützow 13a.
224. Frl. stud. rer. nat. Gerta v. Ubisch, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
225. Herr Dr. Aug. Uhrig, Spandau, Achenbachstraße 11.
226. „ L. Völzow, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 13.
227. „ Prof. Dr. E. Warburg, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
228. „ Geh. Reg.-Rat Dr. C. L. Weber, Groß-Lichterfelde-West 3, Fontanestraße 17.
229. „ Prof. Dr. W. Wedding, Groß-Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
230. „ Prof. Dr. A. Wehnelt, Friedenau, Niedstraße 16.
231. „ Dr. Franz Weidert, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 11.
232. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg 2, Kantstraße 148.
233. „ Dr. K. von Wesendonk, NW. 7, Reichstagsufer 10.
234. „ Ingenieur J. H. West, W. 9, Postdamerstraße 127.
235. „ Dr. Wilhelm Westphal, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
236. „ Prof. Dr. H. F. Wiebe, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 10.
237. „ Prof. Dr. J. Winzer, Groß-Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
238. „ Dr. M. v. Wogau, W. 15, Kurfürstendamm 58.
239. „ Prof. Dr. R. Wurtzel, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1.
240. „ Prof. Dr. L. Zehnder, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
241. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, SW. 61, Tempelhoferufer 9.
242. Kgl. Preuß. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

243. Herr Prof. Dr. R. Abegg, Breslau 16, Parkstraße 13.
244. „ Prof. Dr. M. Abraham.
245. „ Dr. A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststraße 3.
246. „ Hauptlehrer Dr. Heinrich Alt, München, Südl. Auffahrtsallee 3b.
247. „ Prof. Dr. K. Ångström, Upsala.
248. „ Prof. Dr. R. Assmann, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeronaut. Observatorium.
249. „ Dr. Paul Asteroth, Treysa (Bez. Cassel).
250. „ Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
251. „ Frhr. Dr. Otto von und zu Aufsess, München 31, Barerstraße 46.
252. „ Prof. Dr. L. Austin, Washington, National Bureau of Standards.
253. „ Prof. Dr. August Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
254. „ Dr. O. Berg, Göttingen, Nikolausberger Weg 56.
255. „ Dr. G. Berndt, Cöthen (Anhalt), Schalaunische Straße 3.
256. „ Dr. Arciero Bernini, Bologna, Physik. Institut der Universität.
257. „ Dr. A. L. Bernoulli, Aachen, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.
258. „ Dr. R. Bernoulli, Cöln, Brüderstraße 7.

259. Herr Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
260. „ Dr. A. Bestelmeyer, Göttingen, Gaußstraße 8.
261. „ Dr. Victor Biernacki, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn
262. „ Prof. Dr. Max Bodenstein, Hannover, Ellernstraße 6a.
263. „ cand. math. O. Böttcher, Jena, Engelstraße 14.
264. „ Dr. M. Born, Breslau, Zimmerstraße 5.
265. „ Prof. Dr. E. Bose, Oliva bei Danzig, Georgstraße 22.
266. „ Prof. Dr. F. Braun, Straßburg i. E., Physik. Institut.
267. „ Dr. C. Brodmann, Karlsruhe, Stefanienstraße 47.
268. „ Dr. W. Brückmann, Potsdam, Meteorol.-Magn. Obs.
269. „ Prof. Dr. H. Bruns, Leipzig, Sternwarte.
270. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel, Elisabethstraße 30.
271. „ Dr. Paul Cermak, Gießen, Physik. Institut.
272. „ Exzellenz Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, Universität.
273. „ Prof. Dr. A. Coehn, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 14.
274. „ Prof. Dr. E. Cohn, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
275. „ Prof. Dr. Giovanni Costanzo, Lissabon, Egreja do Loreto-S. Roque, 2.
276. „ Prof. Dr. Max Cremer, München 10, Bavariaring 43.
277. „ Dr. A. Dahms, Leipzig, Kaiser Wilhelmstraße 18.
278. „ Dr. A. Day, Washington, U. S. A., Geological Survey.
279. „ H. v. Dechend, Freiburg i. B., Physik. Institut.
280. „ Dr. R. Defregger, München 4, Königinstraße 43.
281. „ Dr. Harry Dember, Dresden-A. 20, Residenzstraße 9.
282. „ Prof. Dr. A. Denizot, Lemberg, k. k. Techn. Hochschule.
283. „ Prof. Dr. B. Dessau, Perugia, Universität.
284. „ Chefingenieur Friedrich Dessauer, Aschaffenburg 2. Elektrotec Laboratorium.
285. „ Dr. M. Dieckmann, München, Schellingstraße 106.
286. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Kiel, Moltkestraße 13.
287. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
288. „ Prof. Dr. Drecker, Aachen, Lousbergstraße 26.
289. „ Prof. Henry Dufour, Lausanne, Universität.
290. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Karl Theodorstraße 12a.
291. „ Dr. Joh. Ehlers, Jena, Erfurterstraße 4.
292. „ Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
293. „ Dr. R. Emden, München, Gabelsbergerstraße 77.
294. „ Dr. Heinrich Erfle, München 30, Heßstraße 86.
295. „ Dr. Paul Ewers, Stolberg i. H.
296. „ Dr. G. Falkenberg, Greifswald, Physik. Institut.
297. „ Dr. H. W. Fischer, Goldschmieden b. Deutsch-Lissa, Villa Concord
298. „ Prof. Dr. Karl T. Fischer, München-Solln, Albrecht Dürerstraße
299. „ Dr. J. Friedländer, Neapel-Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertl
300. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen.
301. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
302. „ Dr. H. Gädeke, Heidelberg, Brückenstraße 40.
303. „ Prof. Dr. A. Galle, Potsdam, Behlertstraße 36.
304. „ Dr. R. Gans, Tübingen.

305. Herr Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
306. „ Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz, Physik. Institut der Universität.
307. „ Prof. Dr. E. Gerland, Clausthal.
308. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
309. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
310. „ Prof. E. Grimsehl, Hamburg, Immenhof 13.
311. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Theresienstraße 13.
312. „ Prof. Dr. Paul Gruner, Bern, Lindenrain 3.
313. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag, Schwedische Gasse 7.
314. „ Prof. Dr. S. Günther, München 4, Akademiestraße 5.
315. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
316. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Jowa City (Jowa), U. S. A.
317. „ Realgymnasialdirektor L. Hacker, Brandenburg a. H.
318. „ Prof. Dr. Aug. Hagenbach, Basel, Missionsstraße 18.
319. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel, Missionsstraße 20.
320. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
321. „ Hammer, Freiburg i. B., Rheinstraße 3a.
322. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
323. „ Elmer A. Harrington, Wichendon, Mass., U.S.A.
324. „ Prof. Dr. Hartmann, Potsdam, Saarmunderstraße 15.
325. „ Dr. H. Hauswaldt, Magdeburg-Neustadt.
326. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
327. „ Reallehrer Georg Heinrich, Neustadt a. d. H.
328. „ Dipl.-Ing. L. Heis, München, Mozartstraße 23.
329. „ Dr. Karl Hermann, Frankfurt a. M., Sophienstraße 21.
330. „ Dr. Paul Hertz, Hamburg, Rothenbaum-Chaussee 162.
331. „ Dr. Otto Hess, Cassel, Weißenburgerstraße 12.
332. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Rostock, Kaiser-Wilhelmstraße 2.
333. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
334. „ Dr. Rud. Frhr. v. Hirsch, München, Leopoldstraße 4.
335. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
336. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
337. „ Dr. Heinrich Hörig, Gautzsch-Leipzig, Walterstraße 12.
338. „ Dr. M. W. Hoffmann, Potsdam, Neue Königstraße 47.
339. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
340. „ Dr. F. Jentzsch, Gießen, Phys. Inst. d. Univ.
341. „ Dr. M. Iklé, Zehlendorf (Wanseebahn), Königstraße 1b.
342. „ Werner Immler, Karlsruhe i. B.
343. „ Prof. Dr. Alfred Kalähne, Danzig-Langfuhr, Steffensweg 7.
344. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Königsberg i. Pr., Bellevue.
345. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn, Humboldtstraße 2.
346. „ Dr. H. Kellner, p. A. Bausch and Lomb, Opt. Co., Rochester (N.-Y.) U. S. A.
347. „ Leo v. Klecki, Krakau, Krupnicza 13.
348. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 3.
349. „ Fr. Klingelfuss, Basel.
350. „ Prof. Dr. E. Klupathy, Budapest, Esterhazygasse 3.

351. Herr Prof. Dr. O. Knoblauch, München 4, Haydnstraße 8.
352. „ Dr. D. Knüttel, Freiburg i. B., Thurnseestraße 60.
353. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstı
354. „ Dr. Paul Pallmr König, Steinschönau (Böhmen), Langestraße
355. „ Prof. Dr. W. König, Gießen, Löberstraße 23.
356. „ Prof. Dr. J. Koenigsberger, Freiburg i. B., Hebelstraße 33, M phys. Institut.
357. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Marburg a. L.
358. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Nienburgerstraße 8.
359. „ Prof. Dr. H. Konen, Münster i. W., Hoyasstraße 4.
360. „ Univ.-Prof. a. D. Dr. A. Korn, München 23, Hohenzollernstraß
361. „ Prof. Dr. J. v. Kowalski, Freiburg (Schweiz), Physik. Institu
362. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstraße 54.
363. „ Oberlehrer Ewald Kraus, Barmen, Karlstraße 40.
364. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
365. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
366. „ Prof. Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2
367. „ Dr. K. Kurz, München, Arcisstraße 48.
368. „ Dr. Rudolf Ladenburg, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 108.
369. „ Dr. med. Bruno Landau, Wandlitz (Mark).
370. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien IX, Türkenstraße 3.
371. „ Prof. Dr. P. Lebedew, Moskau, Physik. Institut d. Universität
372. „ Prof. Dr. E. Lecher, Prag II, 1594, Physik. Institut.
373. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
374. „ Georg Levinthal, Cöthen, Magdeburgerstraße 51.
375. „ Dr. J. E. Lilienfeld, Leipzig, Simsonstraße 8.
376. „ Prof. Dr. C. Linde, München, Prinz Ludwigshöhe 44.
377. „ Oberlehrer Dr. A. Lindemann, Hamburg, Petkumstraße 5.
378. „ Dr. Fr. Linke, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 181.
379. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leiden.
380. „ Prof. Dr. Lüdeling, Potsdam, Meteor. Observatorium.
381. „ Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppertstraße 1.
382. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
383. „ Dr. A. Mahlke, Hamburg 6, Kl. Schäferkamp 16d.
384. „ Prof. Dr. E. Marx, Leipzig, Hohenzollernstraße 10.
385. „ Dr. W. Matthies, Münster i. W., Physik. Institut.
386. „ Dr. Werner Mecklenburg, Clausthal i. H.
387. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchhandlung, Leipz Dörienstraße 16.
388. „ Dr. G. Melander, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.
389. „ Dr. Edgar Meyer, Zürich-Fluntern, Hochstraße 63.
390. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Baselerstraße 19.
391. „ Prof. Dr. O. E. Meyer, Breslau, Tiergartenstraße 24.
392. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 10.
393. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Rittergasse 10.
394. „ Dr. E. Müller, Heidelberg, Schulgasse 2.
395. „ Prof. Hantaro Nagaoka, Tokyo, Kaiserl. Universität.
396. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.

397. Herr Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
398. „ Dr. P. Nordmeyer, Aachen, Rütscherstraße 32.
399. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
400. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Großbothen.
401. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz, Halbärthgasse 1.
402. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
403. „ Prof. Dr. F. Pockels, Heidelberg, Bergstraße 3.
404. „ Prof. Dr. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
405. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 64.
406. „ Dr. E. Prümm, München, Wittelsbacherstraße 19.
407. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Upsalagade 18.
408. „ Dr. C. Pulfrich, Jena.
409. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Bergstraße 41.
410. „ Dr. Heinrich Frhr. Rausch von Traubenberg, Leipzig 13, Universität.
411. „ Prof. Dr. William J. Raymond, Dept. of Physics, University of California, Berkeley (Cal.) U. S. A.
412. „ Dr. R. Reiger, Erlangen, Physik. Institut.
413. „ Prof. Dr. M. Reinganum, Freiburg i. B., Schloßbergstraße 28.
414. „ Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.
415. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg a. L.
416. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
417. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München 8, Äußere Prinzregentenstraße 1.
418. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Tal 34.
419. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
420. „ Ing. Dr. J. Rosenthal, München, Bavariaring 10.
421. „ Dr. G. Rümelin, Freiburg i. B., Physik. Institut.
422. „ Prof. Dr. C. Runge, Göttingen, Universität.
423. „ Prof. Dr. E. Rutherford, Manchester, Victoria-Universität.
424. „ Prof. Dr. K. Schaum, Probstheida.
425. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
426. „ Dr. R. Schenck, Aachen, Technische Hochschule.
427. „ Ingenieur Gerhard Schendell, Stuttgart, Kolbstraße 4c.
428. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt, Saalbaustraße 85.
429. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
430. „ Prof. Dr. Gerhard Schmidt, Münster i. W.
431. „ Hans Schmidt, Jena, Lutherstraße 17.
432. „ Dr. Willy Schmidt, Gießen, Nahrungsberg 8.
433. „ Prof. Dr. Schubert, Eberswalde, Forstakademie.
434. „ Prof. Dr. F. A. Schulze, Marburg a. L., Gartenweg 1.
435. „ Prof. Dr. A. Schweitzer, Zürich V, Wilfriedstraße 6.
436. „ Dr. Max Seddig, Spreudlingen (Kr. Offenbach).
437. „ Dr. H. Siedentopf, Jena, Kahlaischestraße 2.
438. „ Prof. Dr. P. Silow, Kiew, Rußland, Nikolaistraße 9.
439. „ Prof. Dr. H. Th. Simon, Göttingen.
440. „ Prof. Dr. Sommerfeld, München 23, Leopoldstraße 87.
441. „ Prof. Dr. P. Spies, Posen, Helmholtzstraße 2.

442. Herr Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
443. „ Prof. Dr. Joh. Stark, Hannover-Waldhausen, Kurhausstraße 3.
444. „ Prof. Dr. H. Starke, Greifswald, Gutzkowstraße 30.
445. „ Dr. O. Steffens, Hamburg, Rothenbaumchaussee 3.
446. „ Dr. R. Steinheil, München, Theresienhöhe 7.
447. „ Prof. Dr. K. Stöckl, Passau, Kirchplatz 49.
448. „ Dr. B. Strasser, Danzig-Langfuhr, Birkenallee 13.
449. „ Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstraße 2.
450. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
451. „ Dr. Karl Stuchtey, Marburg a. L., Physik. Institut.
452. „ Dr. Emil Take, Marburg a. L., Roserstraße 9.
453. „ Prof. A. H. H. Tallqvist, Helsingfors.
454. „ Odo Tauern, Freiburg i. B., Physik. Institut.
455. „ B. Tepelmann, Braunschweig, Adolfstraße 19.
456. „ S. Tereschin, Petersburg, Nicolajewskaya 40.
457. „ Prof. Dr. Thöldte, Dessau, Askanische Straße 56.
458. „ Prof. Dr. M. Toepler, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
459. „ L. B. Tuckermann, Physical Dept. University of Nebraska, Lincoln (Nebraska), U. S. A.
460. „ Prof. Dr. W. von Uljanin, Kasan.
461. „ Dr. Usener, Kiel, Muhliusstraße 5.
462. „ Prof. Dr. Henri Veillon, Basel, Eulerstraße 27.
463. „ Prof. Dr. W. Voigt, Göttingen.
464. „ Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg i. Pr.-Mittelhufen, Hermannallee 14.
465. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
466. „ Prof. Vykruta, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
467. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 136.
468. „ Dr. J. Wallot, Freiburg i. B., Goethestraße 58.
469. „ Prof. Dr. B. Walter, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
470. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
471. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Spielmannstraße 21.
472. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
473. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
474. „ Dr. Rudolf H. Weber, Rostock, Universität.
475. „ Dr. Moritz Weerth, Zwickau (Sa.), Annenstraße 12.
476. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
477. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
478. „ Prof. Dr. M. Wien, Langfuhr bei Danzig, Johannisberg 18.
479. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Pleicherring 8.
480. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.
481. „ Dr. A. Wigand, Dresden A. 14, Uhlandstraße 13.
482. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
483. „ Prof. Dr. A. Winkelmann, Jena.
484. „ Ingenieur Martin Winkler, Wien VII, Zieglergasse 51.
485. „ Dr. Hermann Wolff, Davos-Platz, Schweiz, Villa des Alpes.
486. „ Dr. H. Zahn, München 31, Heßstraße 36.
487. „ Carl Zeiss, Optische Werkstatt, Jena.

488. Herr Dr. W. Ziegler, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
489. „ Dr. R. Zsigmondy, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 4.
490. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat Röntgen) München 4, Neuhauserstraße 51.
491. Das Phys. Institut der Universität, Jena.
492. Das Phys. Institut der Universität, Leipzig, Linnéstraße 5.
493. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.
494. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden-A.
495. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums, Cöthen (Anhalt).

Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 10 (1908)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellscha

A.

Archenhold, F. S. Über eine mit dem großen Treptower Fernrohr beobachtete Veränderung der Mondoberfläche (624).

— Stereoskopische Aufnahmen von dunklen Blitzen (626).

Aschkinass, E. Wirkungsbereich und Absorption der α-Strahlen (831), 953.

Asteroth, Paul. Der Einfluß der thermischen und mechanischen Vorgeschichte auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hysterese Heuslerscher Legierungen (18), 21.

B.

Baeyer, O. v. Über langsame Kathodenstrahlen (86, 301), 96.

— Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern (318), 357.

— Reflexion u. Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen (621), 953.

— Über den Einfluß der Dispersion auf den Gangunterschied beim Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke (622), 733.

— u. Gehrcke, E. Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern (422), 423.

Barkhausen, H. Das Prob Schwingungserzeugung (18).

Berndt, G. Über Hysteresis be Eisenverbindungen (620), 6(

Bernoulli, A. L. Atomzer Serienspektren (619), 636.

Bestelmeyer, A. Demonstrat Luftdruckvariometers zur der Vertikalgeschwindigkeit ballon (620).

Boas, H. Bemerkungen zu d von Hrn. Br. Glatzel: Di silberfunkenstrecke und ihre dung zur Erzeugung schv dämpfter elektrischer Well 298.

Bode, G. Vorlesungsversuch

Börnstein, R. Pilotbeobachtı meteorologische Zwecke (1

Bois, H. du u. Elias, G. J. fluß von Temperatur und sierung bei selektiven Ab und Fluoreszenzspektren (3

Bollé, E. Über eine selbstreg Bogenlampe von großer mit horizontal rotierender Kohle (831), 833.

Bucherer, A. H. Messunge querelstrahlen. Die expe Bestätigung der Lorentz- schen Theorie (621), 688.

---

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abg

BYK, A. Zur Berechnung photochemischer Reaktionen (33), 67.

C.

CANTOR, M. Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes (621), 726.
CERMAK, PAUL sh. SCHMIDT, HEINRICH WILLY (621), 675.
CLASSEN, J. Eine Neubestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen (621), 700.
COHEN, E. Neues über die Zinnpest: die Museumskrankheit (625).
CORSEPIUS. Die Fehlerquellen des ULBRICHTschen Kugelphotometers und ihre Vermeidung, mit Berücksichtigung einer neuen Anordnung für hemisphärische Messung (624).
COSTANZO, G. Über die Natrium-Emanation (832), 854.

D.

DEBYE, P. Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens (622), 741.
DIESSELHORST, H. Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen (244), 306.
— Erzeugung phasenverschobener Hochfrequenzströme (393, 450), 546.
DOLEZALEK, F. Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen (867).
DRECKER, J. Über Gnomone und Sonnenuhren, ihre Geschichte und Literatur (620), 667.

E.

ECKART. Über die Änderung des Klimas in der geologischen Vergangenheit und der historischen Gegenwart (626).
ELIAS, G. J. Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation (867), 869.
— sh. BOIS, H. DU (355), 429.
ERFLE, HEINRICH. Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe (18), 35; (832), 591.
— Anzahl der quasielastisch gebundenen Elektronen im Heliumatom (318), 331.
EVERDINGEN, E. VAN. Über die Ermittelung des Winkels zwischen Gradient und Windrichtung (626), 808.

F.

FABINYI, RUD. Beiträge zur Frage über Eigenschaftsänderungen des Chlors (625).
FASSBENDER, HEINRICH. Magnetische Messungen an Mangan-Zinn- und Mangan-Antimon-Legierungen, mit Beschreibung eines verbesserten Magnetoskops (116), 256.
FELGENTRAEGER, WILHELM. Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel (86), 87.
— Bemerkungen zu der Erwiderung der Herren F. KÜHNEN und PH. FURTWÄNGLER (394), 418.
— Die Verzeichnungsfehler von Mikroskopobjektiven (622).
FISCHER, C. Elektrische Kraftfelder in nächster Umgebung von Antennen (355), 366.
—, KARL T. Fixpunkte für tiefe Temperaturen (622).
FÖRSTERLING, K. sh. VOIGT, W. (622), 757.
FRANCK, J. und POHL, R. Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen (33), 117; (450), 489.
FREDENHAGEN, CHR. Temperaturstrahlung und Reaktionsstrahlung und ihre Bedeutung für die Spektroskopie und Photochemie (622).
FÜCHTBAUER, CHR. Versuche über die Sekundärstrahlen, die von sehr langsamen Kathodenstrahlen ausgehen (622).
FÜRSTENAU, ROBERT. Über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur (933), 968.
FURTWÄNGLER, PH. sh. KÜHNEN, F. (394), 389.

G.

GANS, R. Etalon für magnetische Feldstärke (620).

Gehrcke, E. sh. v. Baeyer, O. (422), 423.
— u. Reichenheim, O. Anodenstrahlen. Fünfte Mitteilung (85), 217.
Gerland, E. Zur Geschichte der Magnetisierung von Kompaßnadeln mit Hilfe von natürlichen Magneten (356), 377.
— Bemerkung zu E. Jacobs' das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe behandelnder Mitteilung (867), 877.
Glatzel, Br. Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Wellen (85), 54, 242.
— Anordnung zur Demonstration der Eigenschaften elektrischer Strahlen unter Benutzung der Quecksilberfunkenstrecke (301).
— Das Verhalten der Quecksilberfunkenstrecke bei verschiedenen Entladespannungen und Koppelungen (421), 464.
Görges, H. und Rubens, H. Begriffsbestimmung für Potential, Potentialdifferenz, Elektromotorische Kraft, Spannung, Spannungsdifferenz 578.
Grünbaum, F. Die räumliche Kontrastwirkung der Farben (115), 234.
Gruner, P. Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elektronentheorie der Metalle (450), 509.
Gumlich, E. Über die magnetischen Eigenschaften einer von Herrn Dr. Kreusler hergestellten Probe reinen Eisens (355), 371.

H.

Hänel. Die Vergrößerung der Gestirne am Horizont (624).
Hagen, E. sh. Rubens, H. (621), 710.
Hahn, O. Über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung des Aktiniums (945).
Hamel, G. Über die Grundlagen der Mechanik (623).
Henning, F. und Holborn, L. Der Sättigungsdruck des Wasserdampfes zwischen 50° und 100° C (620).
Herrmann, Kurt. Die Brechung und Dispersion des Heliums (244), 211; (422), 476.
Heuse, Wilhelm sh. Scheel, Karl (623), 785.
Heydweiller, Adolf. Über die Oberflächenspannung verdünnter wässeriger Salzlösungen (244), 245.
Hochheim, Ernst. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Helium (422), 446.
Holborn, L. sh. Henning, F. (620).

J.

Jacobs, E. Das Berliner Exemplar von Guerickes Luftpumpe (421), 473.
Jentzsch, Felix. Über die Elektronenemission glühender Metalloxyde (393), 398.
— sh. Wehnelt, A. (832), 605.

K.

Kaufmann, W. Erwiderung an Hrn. Stark (86), 91.
— Bunsenklemme (244).
Kiebitz, Franz. Eine vereinfachte Drudesche Anordnung zur Demonstration gekoppelter Systeme (355), 386.
— Gerichtete drahtlose Telegraphie (932), 934.
Kilchling, K. und Koenigsberger, J. Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern der Substanz (832), 537.
Klingelfuss, Fr. Neuerungen an Induktorien, insbesondere für Strom- und Spannungsmessungen (620).
— Über ein neues Verfahren zur kontinuierlichen Ablesung der Härte einer Röntgenröhre (620).
— Über ein neues Meßverfahren zur Dosierung der Röntgenstrahlen mittels Strom- und Spannungsmessungen an der gedämpften Welle (620).
König, W. Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen (623), 794.

KOENIGSBERGER, J. sh. KILCHLING, K. (832), 537.
KOEPSEL, A. Ein neues Verfahren zur Übertragung von Bewegungen geringer Energie (317), 395.
— Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege, mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen (449), 814.
KORN, A. Über die Lösung der Grundprobleme der Elastizitätstheorie (619).
— Neue Resultate der Teleautographie (624).
KREBS, W. Das meteorologische Jahr 1907/1908 (625).
— Vulkanismus im Planetensystem (625).
— Die Beobachtung der Sonnenfinsternis im Dezember 1908 und die Erforschung des Bouvet-Meeres (625).
— Das Bild der Erde in Mondentfernung (625).
— Demonstration von Photographien der Nachdämmerung des 30. Juni 1908 und einer BISHOPschen Aureole (626).
— Demonstration einiger Vereinfachungen des meteorologischen Instrumentariums (626).
KREUSLER, H. Über reines Eisen (317), 344.
KÜHNEN, F. und FURTWÄNGLER, PH. Erwiderung auf den Vortrag des Hrn. W. FELGENTRAEGER: Der Einfluß der Schneiden auf die Bestimmung der Schwerebeschleunigung mit dem Reversionspendel (394), 389.

L.

LADENBURG, ERICH † (421).
— sh. RUBENS, H. (18); (115), 226; (933).
— und MARKAU, KARL. Über die Anfangsgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen (394, 621), 562.
—, RUDOLF. Über die Absorption des Lichtes in leuchtendem Wasserstoff (449), 550.
LADENBURG, RUDOLF und LORIA, STANISLAW. Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs (621), 858.
LAMPE, E. Über zwei elementare Aufgaben aus der Mechanik über eine gewisse Klasse von Körpern (301), 303.
LAUE, M. Über das Additionstheorem der Entropie (622).
— Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip (832), 838.
LEHMANN, ERICH. Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums (945).
—, H. Über die ultraroten Spektra und noch nicht beobachtete Serienlinien von 20 Metallen (620).
— Über einen neuen Schirm mit metallischer Oberfläche zur Projektion farbiger und lichtschwacher Bilder (620).
—, O. Flüssige Kristalle, Myelinformen und Muskelkraft (318), 321.
— Künstliche Zellen mit flüssig-kristallinischen Wänden (394), 406.
LEITHÄUSER, G. und POHL, R. Über den Einfluß des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf (243), 249; (394), 420.
— und WARBURG, E. Über die Analyse der Stickoxyde mit Hilfe ihrer Absorptionsspektren im Ultrarot (243).
LIESEGANG, PAUL. Konstruktionstypen des Kinematographen (619), 630.
LINDEMANN, R. Über Dämpfungsmessungen mittelst ungedämpfter elektrischer Schwingungen (945).
LÖWE, F. Gitterspektroskop mit nach Wellenlängen bezifferter Mikrometerschraube (620), 671.
LORIA, STANISLAW sh. LADENBURG, RUDOLF (621), 858.
LUTHER, R. sh. SCHEEL, KARL 584.

M.

MARKAU, KARL sh. LADENBURG, ERICH (394, 621), 562.
MARX, ERICH. Theorie der Vorgänge im Nullapparat zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen (33), 137; (394), 391.

MARX, ERICH. Zur Frage der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit der Herren FRANCK und POHL (33), 157; (832), 597.
— Einfluß der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung (619), 627.
MEYER, EDGAR. Über Lumineszenzerscheinungen an blauem Flußspat (619), 643.
— Notiz über ein einfaches Phosphoroskop (832), 658.
— Zur Deutung der Versuche des Hrn. M. CANTOR (945), 980.
— und REGENER, ERICH. Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums 1.
—, GEORG. Demonstration einer neuen Saug- und Druckluftpumpe nach GAEDE (622), 753.
MINKOWSKI, H. Raum und Zeit (623).
MISES, R. v. Probleme der technischen Hydromechanik (623).
MÖLLER, H. G. Zur Theorie der Überspannungen (85).
MOSER, JAMES † (933).

N.

NORDMEYER, PAUL. Die spezifische Wärme einiger Elemente und Salze zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und Zimmertemperatur (116), 202.
— Über Funkenpotentiale bei zwei hintereinander geschalteten Funkenstrecken (623), 763.

P.

PAALZOW, ADOLF † (17, 449), 451.
PLANCK, MAX. Bemerkungen zum Prinzip der Aktion und Reaktion in der allgemeinen Dynamik (622), 728.
POHL, R. sh. FRANCK, J. (33), 117; (450), 489.
— sh. LEITHÄUSER, G. (243), 249; (394), 420.
POLIS, P. Bedeutung der drahtlosen Telegraphie für die moderne Witterungskunde (625).
POLIS, P. Wanderung der Ti gebiete über den Atlantische (625).

Q.

QUINCKE, G. Flüssige Kristalle, formen u. künstliche Zellen mi kristallinischen Wänden (832

R.

REGENER, ERICH. Über Zähl α-Teilchen durch die Szi und die Größe des elek Elementarquantums (86, 115
— Beobachtung szintillierend reszenz, hervorgerufen durch len (317), 351.
— Die OTTO v. GUERICKE sche nalapparate (393).
— sh. MEYER, EDGAR 1.
REICHENHEIM, O. Über die Flur farben von Glas und Quarz u Einfluß von Kathodenstrahl
— sh. GEHRCKE, E. (85), 217.
REISSNER, H. Wissenschaftl. I der Flugtechnik (624).
REMELÉ, A. Über chemisch v elektrische Strahlungen (625
ROSENTHAL, JOSEF. Über ein suche mit lichtelektrischen G bei großen Stromstärken (8
RUBENS, H. Gedächtnisre A. PAALZOW (449), 451.
— Über Apparate zur Unter des ultraroten Spektrums (9
— sh. GÖRGES, H. 578.
— und HAGEN, E. Änder Emissionsvermögens der Met der Temperatur (621), 710.
— und LADENBURG, ERICH. lichtelektrische Erscheinung nen Goldblättchen (18).
— — Das Reflexionsvermög Wassers (115), 226.
— — Über das ultrarote Abs spektrum des Wassers (933).

S.

SCHAEFER, CL. Beugung elektr tischer Wellen an zylindrisc dernissen (622).

Physikalische Wandtafeln

von

L. Pfaundler,

Professor der Physik in Graz.

12 Tafeln im Format von 100:140 cm, in Mappe, Preis ℳ 12,—.

Einzelne Tafeln sind zum Preise von ℳ 1,50 käuflich.

Tafel I. Isothermen eines vollkommenen Gases (Gesetz von Boyle-Gay-Lussac). Müller-Pouillet III, S. 105.

Tafel II. Isothermen und Adiabaten eines idealen zweiatomigen Gases (Poissons potenziertes Mariottesches Gesetz, Kreisprozesse). Müller-Pouillet III, S. 645.

Tafel III. Isothermen des Kohlendioxyds (Andrews Entdeckung, kritische Temperatur, Kontinuität des flüssigen und gasförmigen Zustandes). Müller-Pouillet III, S. 424.

Tafel IV. Spannkraft des Wasserdampfes von $-10°$ bis $+40°$ (Relative und absolute Feuchtigkeit, Hygrometrie). Müller-Pouillet III, S. 830.

Tafel V. Spannkraft des Wasserdampfes von $0°$ bis $120°$, mit Tabelle. Müller-Pouillet III, S. 360.

Tafel VI. Régnaults klassischer Apparat zur Bestimmung der latenten Dampfwärme. Müller-Pouillet III, S. 538.

Tafel VII. v. Lindes und Hampsons Apparate zur Verflüssigung der Luft. Müller-Pouillet III, S. 436.

Tafel VIII. Kritische Daten der Gase. Müller-Pouillet III, S. 447.

Tafel IX. Ausdehnung des Wassers, Quecksilbers und anderer Flüssigkeiten, Dichtemaximum des Wassers. Müller-Pouillet III, S. 77.

Tafel X. Darstellung der Phasen des Wassers nach Gibbs, in idealer und naturgetreuer Darstellung. Müller-Pouillet III, S. 508.

Tafel XI. Tabelle der wichtigeren Schmelzpunkte. Müller-Pouillet III, S. 457.

Tafel XII. Tabelle der wichtigeren Siedepunkte. Müller-Pouillet III, S. 386.

Der Verfasser, der selbst Physik doziert, veröffentlicht, angeregt durch den Wunsch seiner Fachgenossen, mit den hier angezeigten Tafeln einen Teil des großen und wertvollen Materials, das er sich für seine Vorträge ∴ ∴ ∴ anfertigte und das sich bewährte. ∴ ∴ ∴

:: **Ausführliches Verlagsverzeichnis kostenlos.** ::

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Universal-Luftpumpe

nach Dr. Gaede.

Die neue rotierende Universal-Luftpumpe nach Dr. Gaede eignet sich für alle üblichen Demonstrationen, sowohl als Vakuumpumpe wie als Druckpumpe, resp. Gebläse.

Evakuieren einer elektrischen Röhre bis zur grünen Glasfluoreszenz in einer Minute.

Gefrierenlassen des Wassers im Vakuum in wenigen Sekunden.

Evakuieren eines 5 Liter-Rezipienten für die gewöhnlichen Vakuumversuche in ca. einer Minute.

Versuche mit Druckluft.

Verwendung für akustische Versuche (Anblasen mehrerer Orgel-Pfeifen, großer Schnarrpfeife, Sirene usw.)

Die besonderen Vorzüge der Gaede'schen Universalpumpe sind: Große mechanische Festigkeit, Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe, außerordentlich hohe Leistung bei geringen Dimensionen und kleinem Gewicht, rotierender, automatischer Antrieb mittels Elektromotor, bequeme Handhabung.

Illustrierte Preisliste auf Verlangen.

Scheel, Karl und Heuse, Wilhelm. Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke (623), 785.
— und Luther, R. Der Wert des mechanischen Wärmeäquivalents 584.
— und Schmidt, Rudolf. Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums (85, 622), 207.
Schmidt, Heinrich Willy u. Cermak, Paul. Beitrag zur Frage über den Einfluß der Temperatur auf die Umwandlung radioaktiver Substanzen (621), 675.
—, Rudolf sh. Scheel, Karl (85, 622), 207.
Schön, F. Erwiderung auf Hrn. Erfles Abhandlung: Zur anomalen Dispersion der Metalldämpfe (422), 434.
Schulz, J. F. H. Die Sonnenflecke als Abkühlungsprodukte eruptiver Protuberanzen (624).
Searle, G. F. C. Über elektrische Untersuchungen (622).
Simon, Herm. Th. Über neuere Methoden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen und Bedeutung derselben für die drahtlose Telegraphie (620).
Stäckel, P. Ausgezeichnete Kreiselbewegungen (623).
Stark, J. Bemerkung zu Hrn. Kaufmanns Antwort auf einen Einwand von Hrn. Planck (18), 14.
— Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese (621), 713.
— Spektrale Beobachtungen über die Fluoreszenz organischer Körper (624).
Starke, H. Einige Versuche über die Sekundärstrahlen des Radiums (243), 267.
— Akustische Notizen. I. Über die Erzeugung von Tönen durch künstliche Schwebungen. II. Zur Erklärung der sog. Reflexionstöne (243), 285.
Stephani, Ernst. Bahnen der Sonnenflecke 1906 und 1907 (624).
Stephani, Ernst. Sonnenflecke. Störungen der Magnetnadel und Witterung (625).
Stock, A. Poröse Materialien als Ersatz von Hähnen beim Arbeiten mit Gasen (18), 19.
Strache, H. Die Erklärung des periodischen Systems der Elemente mit Hilfe der Elektronentheorie (625), 798.

T.

Teichmüller, J. und Wien, M. Leitfähigkeit und Leitwert 581.
Thiesen, M. Die Zustandsgleichung der Metalle (422), 410; (832), 604.
— Bemerkungen dazu (422), 415.
— Über die spezifische Wärme fester Körper (945), 947.
Thöldte, Richard. Die Ursache der Leitfähigkeit eines Kohärers infolge mechanischer Erschütterungen (832), 845.
Timerding, E. Die historische Entwickelung des Kraftbegriffes (623).
Traube, I. Der Haftdruck. Beitrag zur Theorie der Lösungen (867), 880.

V.

Voigt, W. Eine Einwirkung natürlich aktiver Körper auf das an ihnen reflektierte Licht (nach Beobachtungen von K. Försterling) (622), 757.

W.

Warburg, E. sh. Leithäuser, G. (243).
Wehnelt, A. und Jentzsch, F. Über die bei der Elektronenemission glühender Körper auftretenden Temperaturänderungen (832), 605.
Wehner, H. Das Innere der Erde und der Planeten (626).
Wesendonk, K. v. Bemerkungen zu der Erklärung der kritischen Opaleszenzerscheinungen aus der kinetischen Gastheorie (450), 483.
Westphal, Wilhelm. Potentialmessungen an glühenden Oxydkathoden (393), 401.

WIEDEMANN, EILHARD. Über das AL BÊRÛNÎsche Gefäß zur spezifischen Gewichtsbestimmung (301), 339.
WIEN, M. sh. TEICHMÜLLER, J. 581.
—, W. Über positive Strahlen (621), 705.
WIENER, O. Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen (623).
WIESSNER. Beitrag zur Bestimmung der Bahn des Lichtes (620).
WIGAND, ALBERT. Die elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Schwefels (450), 495.
WOGAU, MAX v. Über die Berechnung von Diffusionskonstanten von Nichtelektrolyten in flüssiger Lösung (449), 542.
WOLFF, WALTHER † (315).
WÜLFING, A. Demonstration an großen Kaleidoskopen und anderen neuen Vorlesungsapparaten zur Erläuterung der kristallographischen Symmetrie (626).
WÜLLNER, A. † (831).

Z.

ZEEMAN, P. Spektralanalytische Untersuchung der magnetischen Felder auf der Sonne (622), 750.

E. Leybold's Nachfolger

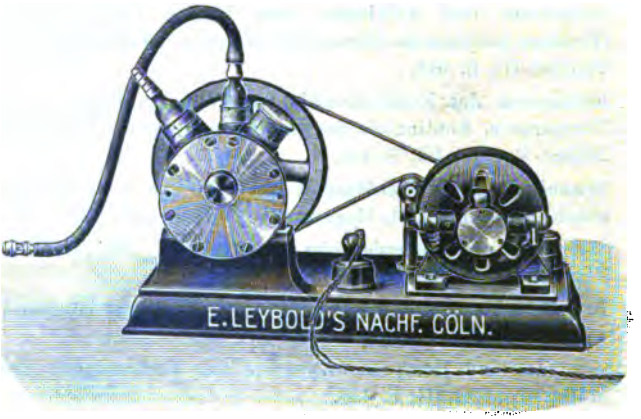
Cöln a. Rh.

Neu! Neu!

Universal-Luftpumpe

nach Dr. Gaede.

Die neue rotierende Universal-Luftpumpe nach Dr. Gaede eignet sich für alle üblichen Demonstrationen, sowohl als Vakuumpumpe wie als Druckpumpe, resp. Gebläse.



Evakuieren einer elektrischen Röhre bis zur grünen Glasfluoreszenz in einer Minute.

Gefrierenlassen des Wassers im Vakuum in wenigen Sekunden.

Evakuieren eines 5 Liter-Rezipienten für die gewöhnlichen Vakuumversuche in ca. einer Minute.

Versuche mit Druckluft.

Verwendung für akustische Versuche (Anblasen mehrerer Orgel-Pfeifen, großer Schnarrpfeife, Sirene usw.)

Die besonderen Vorzüge der Gaede'schen Universalpumpe sind: Große mechanische Festigkeit, Unempfindlichkeit gegen Wasserdämpfe, außerordentlich hohe Leistung bei geringen Dimensionen und kleinem Gewicht, rotierender, automatischer Antrieb mittels Elektromotor, bequeme Handhabung.

Illustrierte Preisliste auf Verlangen.